PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. 15. Januar 1908. Redaktionsschluß für No. 3 am 20. Januar 1908. 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

M. Wien, Über eine Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen. S. 49.

J. Zenneck, Über die Wirkungsweise der Empfänger für gerichtete Telegraphie. S. 50.

E. Sarasin u. Th. Tommasina, Über die Spaltung der Entaktivierungskurve der induzierten Radioaktivität. S. 53.

W. W. Coblentz, Ultrarote Emissionsspektren. S. 60.

W. W. Coblentz, Strahlung bei Zimmertemperatur. S. 64.

A. Wigand, Zum Gesetze von Dulong und Petit. S. 66.

E. Meyer, Untersuchungen über Härteprüfung und Härte. S. 66.

J. E. Petavel, Über den Entwurf einer Maschine für sehr hohe Drucke. S. 74.

Besprechungen:

H. Bouasse, Die physikalischen Grundlagen der Musik. S. 77.

G. Mercator, Das Arbeiten mit modernen Flachfilmpackungen. S. 77.

O. Diels, Einführung in die organische Chemie. S. 78.

W. Donle, Lehrbuch der Experimentalphysik. S. 78.

W. Abendroth, Leitfaden der Physik. II. S. 78.

L. Zehnder, Grundriß der Physik. S. 78.

Die Kultur der Gegenwart. I. 6. S. 79.

Tagesereignisse. S. 80.

Personalien. S. 80.

Gesuche. S. 80.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine Methode zur Erzeugung schwach gedämpfter elektrischer Schwingungen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Max Wien.

Vor einiger Zeit habe ich in dieser Zeitschrift[1]) eine eigentümliche Art gekoppelter Schwingungen beschrieben, die in zwei eng gekoppelten Systemen entstehen, wenn der Primärkreis durch eine sehr kurze zischende Funkenstrecke erregt wird. Die beiden der Theorie entsprechenden Koppelungswellen waren nur schwach ausgebildet, dafür trat zwischen ihnen eine dritte wenig gedämpfte Schwingung hervor, deren Schwingungszahl derjenigen des ungekoppelten Sekundärsystems entsprach. Als Ursache dieser Erscheinung gab ich an, daß der Widerstand der sehr kurzen Funkenstrecke während der Entladung sehr schnell zunimmt, so daß das Sekundärsystem als ungekoppeltes System mit eigener Schwingungszahl und Dämpfung weiterschwingt. Schließlich sprach ich die Hoffnung aus, daß sich auf diese Weise vielleicht sehr schwach gedämpfte elektrische Schwingungen erzielen lassen würden.

Versuche mit derartigen Zischfunken in Luft und Öl oder an Stelle dieser mit Geißlerschen Röhren unter verschiedenem Druck mit verschiedenen Elektroden und Gasen ergaben wohl oft recht gute Resultate, jedoch keine genügende Konstanz für Meßzwecke, auf die es mir in erster Linie ankam.

Ich ging darauf wieder zu den gewöhnlichen größeren Luft-Funkenstrecken zurück und versuchte in der Weise schwachgedämpfte Schwingungen durch Stoßerregung zu erzeugen, daß ich ein stark gedämpftes Primärsystem mit Funkenstrecke in loser Koppelung auf ein schwach gedämpftes Sekundärsystem wirken ließ. Das Dekrement $\mathfrak{d}_2$ der in dieser Weise erregten Schwingung des Sekundärsystems ist der Theorie nach[1]) nicht gleich dem Dekrement $\mathfrak{d}_{02}$ des ungekoppelten Sekundärsystems, sondern größer und zwar

$$= \mathfrak{d}_{02} + \frac{\pi^2 k^2}{\mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}},$$

worin k der Koppelungskoeffizient zwischen Primär- und Sekundärsystem ist.

Um das störende zweite Glied zum Verschwinden zu bringen, machte ich die Dämpfung des Primärkreises sehr groß, die Koppelung sehr lose. Die auf das Sekundärsystem übertragene Energie war dabei naturgemäß klein, ich mußte daher große Kapazitäten und Funkenstrecken im Primärkreis anwenden.

Im Verlauf der Versuche stellte es sich jedoch bald heraus, daß diese Vorsicht, was die Koppelung anbetrifft, nicht notwendig ist. Man kann die Koppelung verhältnismäßig sehr eng machen, so eng, daß etwa der Punkt erreicht wird, wo der Theorie nach zwei Koppelungsschwingungen mit verschiedenen Frequenzen hätten entstehen müssen ($2\pi k = \mathfrak{d}_{01} - \mathfrak{d}_{02}$), ja noch darüber hinaus, ohne daß die — in bekannter Weise mit einem Meßkreis aufgenommene — steile Resonanzkurve des Sekundärsystems sich merklich ändert.

1) Diese Zeitschr. **7**, 871, 1906.

1) Vgl. M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151, 1897

Diese Abweichung von der Theorie beruht auch hier auf dem schnellen Anwachsen des Funkenwiderstandes während der Entladung, welcher zur Folge hat, daß nach sehr kurzer Zeit der Primärkreis als offen zu betrachten ist, und das Sekundärsystem für sich allein weiter schwingt. Das Anwachsen des Widerstandes erfolgt allerdings hier nicht so schnell, wie bei den Zischfunken, daher darf auch die Koppelung hier nicht so eng sein wie dort.

Eine notwendige Bedingung für das reine Auftreten der Erscheinung ist es jedoch, daß das Dekrement des Primärsystems groß ist gegen das des sekundären Systems (mindestens etwa 10 mal so groß). Bei kleinerem Verhältnis wird die Resonanzkurve flacher.

Auf diese Weise habe ich elektrische Schwingungen in Systemen mit Luftkondensatoren erzielt, deren Dekrement bis zu 0,006 heruntergeging; dasselbe hing merklich nur noch von dem effektiven Widerstand der Selbstinduktionsspulen ab und könnte bei geeigneter Form derselben wohl noch verkleinert werden.

Die Messung des Dekrementes ist bei diesen Schwingungen eine recht präzise, da man sich die günstigste Funkenlänge, Kondensatorgröße usw. im Primärkreis beliebig auswählen kann, bei der alles am regelmäßigsten funktioniert. Es gelang, Dekremente von der Größenordnung 0,01 mit Sicherheit auf 1 % zu messen. Da der Funke eliminiert ist, so können auf diese Weise die übrigen Dämpfungsursachen (Skineffekt, Energieverlust im Dielektrikum, Strahlung usw.) sehr viel genauer untersucht werden als bisher.

Die enge Koppelung gestattet, verhältnismäßig große Energiemengen auf das Sekundärsystem zu übertragen; damit ist im Prinzip die Aufgabe gelöst, die stark gedämpften Schwingungen des Primärkreises ohne allzu großen Energieverlust in schwach gedämpfte Schwingungen des Sekundärsystems zu transformieren. Der Vorteil hiervon für die drahtlose Telegraphie liegt auf der Hand: durch lose Koppelung einer Antenne mit dem Sekundärsystem können viel schwächer gedämpfte Wellen zur Ausstrahlung gelangen, als es bisher bei Funkenerregung möglich erschien.

Ein ausführlicher Bericht soll demnächst in den Annalen der Physik erscheinen.

Physik. Inst. d. Techn. Hochschule Danzig. 21. Dezember 1907.

(Eingegangen 21. Dezember 1907.)

Über die Wirkungsweise der Empfänger für gerichtete Telegraphie.

Von J. Zenneck.

Bei seinen transatlantischen Stationen verwendet Marconi bekanntlich Antennen für gerichtete Telegraphie, die aus einem langen horizontalen und einem kurzen vertikalen Teil bestehen, in der einfachsten Form also die Gestalt von Fig. 1 (*AGH*) haben würden. Über die Wirkung dieser Antennen hat Marconi schon vor längerer Zeit[1]) berichtet: als Senderantennen schicken sie besonders kräftige Wellen aus in der Richtung *AC* (Fig. 1), besonders schwache

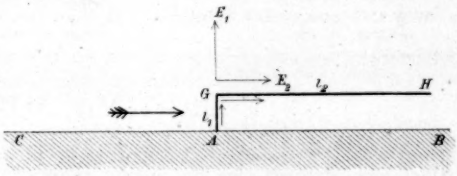

Fig. 1.

in der Richtung *AB*, als Empfangsantennen werden sie besonders stark erregt durch Wellen, welche die Fortpflanzungsrichtung *AB* (gefiederter Pfeil von Fig. 1) besitzen, besonders schwach durch Wellen von entgegengesetzter Fortpflanzungsrichtung.

Zweck des Folgenden ist, für die Wirkung dieser Antennen als Empfangsantennen[2]) eine wenigstens qualitative Erklärung zu geben.

1.

Die Voraussetzungen dieser Erklärung sind die folgenden:

a) In großer Entfernung vom Sender ist das elektrische Feld der Senderwellen im allgemeinen ein gegen die Vertikale geneigtes Wechselfeld mit mehr oder weniger starker Drehfeldkomponente. D. h. außer der vertikalen Komponente E_1 (Fig. 2) der elektrischen Feldintensität ist noch eine merkliche horizontale Komponente E_2 (Fig. 2) vorhanden. Beide Komponenten sind im allgemeinen nicht phasengleich, die Phasenverschiebung zwischen beiden ist aber stets kleiner als 45°, wenn man E_1 und E_2 in der Richtung der Pfeile von Fig. 2 als positiv rechnet.[3])

1) G. Marconi, Proc. Royal Soc. **77**, 413, 1906; Electrician **57**, 100, 1906.

2) Auf die Wirkung dieser Antennen als Senderantennen gehe ich nicht ein, da Herr L. Mandelstam über die Wirkung der verschiedenen Senderanordnungen für gerichtete Telegraphie im Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie nächstdem zusammenfassend berichten wird.

3) Vgl. K. Uller (Diss., Rostock 1904) und J. Zenneck (Ann. Phys. **23**, 846, 1907). In der letzteren Arbeit ist Rich-

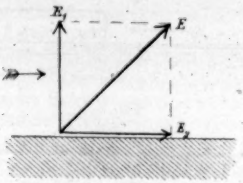

Fig. 2.

b) Die Empfangsantenne soll auf die Senderschwingungen und damit auf die Wechselzahl der Senderwelle abgestimmt sein. Es ist dann die Form der durch die Wellen erregten Schwingung identisch mit den Eigenschwingungen der Antenne.

c) Befindet sich ein abgestimmter linearer Resonator wie die Empfangsantenne von Fig. 1 im elektrischen Feld einer Welle, so ist die Amplitude der im Resonator erregten Schwingung proportional der Amplitude von

$$\Phi = \int F(l) \frac{\partial E_1}{\partial t} \cdot dl.^{1}) \qquad (1)$$

Darin bedeutet dl ein Element des linearen Resonators, E die elektrische Feldintensität der Welle an der Stelle dieses Elements, E_1 ihre Komponente in der Richtung von dl, und die Funktion $F(l)$ ist dadurch bestimmt, daß bei den Eigenschwingungen des linearen Resonators die Stromamplitude i_0 an der Stelle l zur Stromamplitude $\mathfrak{J}_0$ im Strombauch in der Beziehung steht:

$$i_0 = \mathfrak{J}_0 F(l).$$

Das Integral ist über sämtliche stromführende Elemente des Resonators auszudehnen.

2.

a) Es möge vorerst der einfachste Fall angenommen werden: das Feld der Senderwelle an der Erdoberfläche sei ein reines, gegen die Vertikale geneigtes Wechselfeld, d. h. E_1 und E_2 gleichphasig. Ferner soll vorerst nur auf die Wirkung des Feldes in der Luft Rücksicht genommen werden (vergl. c).

Die Antenne möge sich in der Stellung Fig. 1 befinden. Dann ist das Integral Φ, das nach 1 c für die Amplitude der erregten Schwingung maßgebend ist, von der Form

$$\Phi = \int_A^G F(l) \cdot \frac{\partial E_1}{\partial t} \cdot dl + \int_G^H F(l) \cdot \frac{\partial E_2}{\partial t} dl. \qquad (2)$$

Versteht man unter l den Abstand eines Punktes von dem Endpunkte H des Resonators, ist ferner l_1 die Länge des vertikalen, l_2 diejenige des horizontalen Teils, so kann man setzen:

$$F(l) = \sin \frac{2\pi l}{\lambda},$$

$$E_1 = E_{10} \cdot \sin \omega t,$$

$$E_2 = E_{20} \cdot \sin \left[\omega t - \frac{2\pi (l_2 - l)}{\lambda} \right].$$

Führt man diese Ausdrücke in denjenigen für Φ ein, so bekommt man ein Resultat der Form:

$$\Phi = a E_{10} \cdot \cos \omega t + b E_{20} \cdot \cos (\omega t - \alpha) \qquad (3)$$

Darin sind a und b unter den Bedingungen der Aufgabe positive Konstante und α ist ein Winkel zwischen 0 und 90°. Das Vektordiagramm, welches die Amplitude von Φ, auf die es ankommt, liefert, ist demnach dasjenige von Fig. 3.

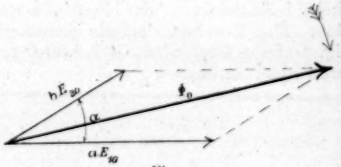

Fig. 3.

Dreht man die Empfangsantenne um 180° in die Stellung von Fig 4, so bekommt man für diese Stellung statt Gl. (1)

$$\Phi = \int_A^G F(l) \cdot \frac{\partial E_1}{\partial t} dl - \int_G^H F(l) \frac{\partial E_2}{\partial t} \cdot dl, \qquad (2')$$

außerdem ist jetzt:

$$E_2 = E_{20} \left[\sin \omega t + \frac{2\pi (l_2 - l)}{\lambda} \right]$$

und das Resultat

$$\Phi = a E_{10} \cdot \cos \omega t - b E_{20} \cdot \cos (\omega t + \alpha), \qquad (4)$$

das Vektordiagramm also von der Form Fig. 5.

Bedenkt man, daß in den Vektordiagrammen Fig. 3 und 5 der Vektor $a E_{10}$ die Wirkung der Senderwelle auf den vertikalen Teil der Antenne ausdrückt, der Vektor $b E_{20}$ die Wirkung auf den horizontalen, so kann man dem Resultat die folgende Deutung geben: die Wirkung der Welle auf den vertikalen Teil der Empfangsantenne wird durch die Wirkung auf den horizontalen Teil bei der Stellung Fig. 1 verstärkt, bei der Stellung Fig. 4 geschwächt.

b) Die Verhältnisse werden nicht wesentlich geändert, wenn die horizontale Komponente E_2 gegen die vertikale E_1 um einen Winkel φ verfrüht ist. Dieser Winkel ist tatsächlich [1])

tung und Phase des Feldes in ihrer Abhängigkeit von den Konstanten des Bodens berechnet unter der Annahme, daß für die Wellen der drahtlosen Telegraphie in großer Entfernung vom Sender die Beziehungen einer längs der Erdoberfläche fortschreitenden ebenen Welle gelten.

1) Folgt z. B. aus Lord Rayleigh, Theory of Sound I, S. 97 ff., 1894.

1) Vergl. J. Zenneck, l. c., Zusammenstellung in Fig. 2.

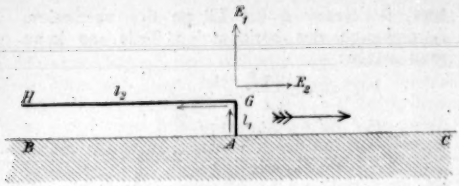

Fig. 4.

stets $< 45^0$, in allen praktisch wichtigen Fällen nicht größer als ca. 20^0.

Eine solche Phasenverschiebung hat den Erfolg, daß an Stelle von Gl. (3) u. (4)

$$\Phi = a E_{10} \cos \omega t + b E_{20} \cdot \cos (\omega t + \varphi - \alpha) \quad (3')$$

bzw.

$$\Phi = a E_{10} \cos \omega t - b E_{20} \cdot \cos (\omega t + \varphi + \alpha) \quad (4')$$

tritt, daß demnach in den Vektordiagrammen Fig. (3) und (5) die Vektoren bE_{20} je um den Winkel φ in der Richtung des Uhrzeigers gedreht werden. Das Resultat, daß die Amplitude Φ_0 in Fig. 3 viel größer wird als bei Fig. 5, wird dadurch nicht berührt.

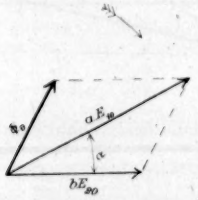

Fig. 5.

c) Endlich ist noch das Folgende zu bedenken. Außer der Strömung in der eigentlichen Antenne AGH ist auch im Erdboden vom Fußpunkt der Antenne aus eine Strömung vorhanden. Soweit diese Strömung einen Einfluß auf die Konstanten ausübt, welche die Eigenschwingungen der Antenne bestimmen, ist sie auch für die jetzt vorliegenden Betrachtungen heranzuziehen. Bei der Berechnung von Φ Gl. (1) ist also das Integral auch auf diese Teile auszudehnen. In Betracht kommt nur die Komponente der Strömung in der Richtung der durch die Fortpflanzungsrichtung gelegten Vertikalebene, und zwar, wie eine einfache Überlegung zeigt, in erster Linie ihre horizontale Komponente. Man kann demnach für das Folgende die Ströme im Erdboden sich ersetzt denken durch zwei lineare Ströme i_1 und i_2 (Fig. 6); i_1 in der Richtung AB, i_2 in der Richtung AC.

Die Wirkung des Feldes auf die Strombahn AB (i_1) ist entgegengesetzt gerichtet der Wirkung auf den horizontalen Antennenteil GH, während die Wirkung auf die Strombahn AC

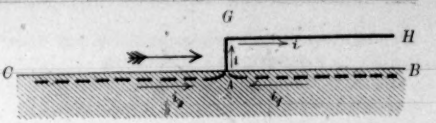

Fig. 6.

(i_2) diejenige auf GH verstärkt. Die Wirkung auf AB muß jedenfalls über diejenige auf AC überwiegen, da die Amplitude der Erdströme in dem GH gegenüber liegenden Teil AB jedenfalls bedeutend größer ist als längs AC.

Zieht man also das Stromfeld in der Erde in Betracht, so muß die Wirkung auf die horizontalen Teile der Strombahn etwas kleiner ausfallen, als sie oben berechnet wurde. Qualitativ bleibt aber der Unterschied zwischen den Stellungen von Fig. 1 u. 4, und zwar aus dem oben angegebenen Grunde, bestehen.

d) Das Ergebnis ist also das folgende: daß eine Antenne der Form von Fig. 1 bei der Stellung von Fig. 1 auf die Sender-wellen bedeutend besser anspricht, als bei der Stellung Fig. 4, erklärt sich daraus, daß die Wirkung der Welle auf den vertikalen Teil der Antenne durch die Wirkung auf den horizontalen Teil bei der ersten Stellung verstärkt, bei der zweiten geschwächt wird. Dreht man die Antenne aus der Stellung Fig. 1 oder 4 um 90^0 heraus, so fällt die Wirkung der Welle auf den horizontalen Teil der Antenne überhaupt weg.[1])

3.

Aus dem Gesagten folgt:

a) Bei der Stellung Fig. 1 wird nicht nur die vertikale, sondern auch die horizontale Komponente des elektrischen Feldes ausgenützt, während bei einer vertikalen Empfangsantenne nur die vertikale Komponente zur Wirkung kommen kann. Empfangsantennen der Form Fig. 1 ermöglichen also unter sonst gleichen Bedingungen eine bessere Energieausnützung, als vertikale Antennen derselben Höhe.

Das gilt nicht nur für die von Marconi verwendete Antennenform Fig. 1. Es gilt ebenso für die schiefen Antennen, mit denen F. Braun und v. Sigsfeld schon vor langer Zeit Versuche über gerichtete Telegraphie gemacht haben und deren Wirkungsweise durch das

1) Wie die Gesamtwirkung bei den Stellungen
(1) von Fig. 1,
(2) von Fig. 4,
(3) um 90^0 gegen Fig. 1 oder 4 verdreht,
ausfällt, hängt von dem Verhältnis der Wirkung auf die horizontalen zu derjenigen auf die vertikalen Antennenteile ab. Überwiegt die Wirkung auf die vertikalen Teile, so ist am stärksten Stellung (1), am schwächsten (2), zwischen beiden liegt (3). Überwiegt umgekehrt die Wirkung auf die horizontalen Teile, so ist am wirksamsten Stellung (1), nur wenig geringer Stellung (2), bei weitem am geringsten Stellung (3).

oben Angegebene ebenfalls unmittelbar eine Erklärung findet.

b) Vorbedingung für die Brauchbarkeit der Antenne Fig. 1 für gerichtete Telegraphie ist, daß das elektrische Feld der Senderwelle eine kräftige horizontale Komponente besitzt. Diese Voraussetzung trifft nicht zu bei Seewasser. Es ist also zu erwarten, daß eine Antenne der Form Fig. 1 an Bord eines Schiffes auf See bei der Stellung von Fig. 1 auf die Senderwellen nur wenig stärker reagiert, als bei der Stellung Fig. 4.[1])

c) Das günstigste Längenverhältnis des vertikalen Antennenteils zum horizontalen muß von dem Verhältnis der Vertikalkomponente des elektrischen Feldes zur horizontalen und damit von der Bodenbeschaffenheit abhängen.

d) Nach 2c kann der Unterschied in der Wirkung bei den beiden Hauptstellungen vergrößert werden, wenn man den Strom i_2 auf Kosten von i_1 verstärkt. Bis zu einem gewissen Grade wird sich dies auf schlecht leitendem Boden erreichen lassen, indem man an Stelle einer einfachen Erdung in A ein langes Drahtnetz verwendet und dieses in oder über dem Boden in der Richtung AC (Fig. 6) ausspannt.

1) Es ist allerdings denkbar, daß durch die Metallmassen eines Schiffes eine starke Verzerrung des elektrischen Feldes eintritt und demnach die oben abgeleiteten Beziehungen, welche die einfachen Verhältnisse von Fig. 1 voraussetzen, nicht mehr zutreffen.

Braunschweig, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, 12. Dez. 1907.

(Eingegangen 23. Dezember 1907.)

Über die Spaltung der Entaktivierungskurve der induzierten Radioaktivität.

Von Ed. Sarasin und Th. Tommasina.

In einer früheren Arbeit über die Radioaktivität, die man in einem an der Luft ausgespannten und auf hohem elektrischen Potential erhaltenen Metalldraht induziert (Elster und Geitelscher Versuch), hatten wir die Versuchsmethode und die Apparate der beiden Wolfenbütteler Physiker angenommen. Wir hatten nämlich als Maß der Aktivität die Geschwindigkeit gewählt, mit der diese den Zerstreuungskörper eines Elektroskops entlädt, um den herum der aktivierte Draht angebracht ist, wobei letzterer vorher auf einen Zylinder aus Drahtnetz mit so breiten Maschen aufgewickelt war, daß die Strahlung vom Draht nach dem Elektroskop leicht hindurchgehen konnte. Wir erteilten dem Elektroskop stets so ziemlich die gleiche Ladung und maßen den Spannungsverlust, den es in einer stets gleichen Zeit (z. B. 5 Minuten) unter der Einwirkung des aktivierten Drahtes erfuhr. Auf diese Weise erhielten wir bei der allmählichen Abnahme der Aktivität, die bekanntlich einem Exponentialgesetz folgt, immer schwächere Werte; die Versuchsergebnisse wurden von einer Kurve dargestellt, deren Ordinaten die Verluste in Volt und deren Abszissen die Zeiten waren, gerechnet von dem Augenblick an, in dem man den Draht die Aktivierung entzogen hatte. (Entaktivierungskurve.)

Dies ist ja an und für sich noch nichts Neues. Im Gegensatz zu dem allgemein üblichen Verfahren hatten wir jedoch den Gedanken, diese Messungen in der Weise auszuführen, daß wir dem Elektroskop abwechselnd eine positive und eine negative Ladung erteilten. Wir waren dann erstaunt, feststellen zu müssen, daß die mit einer Ladung erhaltene Kurve nicht die gleiche war, wie wir sie mit der Ladung entgegengesetzten Vorzeichens erhalten hatten. Es hatte also eine Spaltung der Entaktivierungskurve stattgefunden.

Wie wir dies in einer in dieser Zeitschrift[1]) veröffentlichten Mitteilung bemerkt haben, kommt bei einem unüberzogenen Metalldraht die einer positiven Ladung des Elektroskops entsprechende Kurve (die wir der Kürze halber die positive Kurve nennen wollen) oberhalb der negativen Kurve zu liegen, während eine Umkehrung eintritt, d. h. die negative Kurve höher liegt, wenn man einen mit einer dielektrischen Schicht (Kautschuk, Paraffin oder dergl.) überzogenen Metalldraht benutzt.

Wir haben damals diese Tatsache verzeichnet, ohne uns zunächst von der Ursache oder den Ursachen Rechenschaft abzulegen, durch die die Erscheinung zustande kommt, und wir haben nun diese Untersuchung wieder aufgenommen, um eine Bestimmung der Ursachen zu versuchen.

Die ersten Versuche, bei deren Ausführung nur die notwendigerweise sehr kleine in der Luft des Laboratoriums verbreitete Emanationsmenge als aktivierendes Agens diente, erforderten eine sehr langdauernde Aktivierung bei sehr hohem negativem Potential mit sehr langen Drähten, wobei doch nur ein recht schwacher Effekt erzielt wurde, der die Genauigkeit vergleichender Messungen mit Ladungen beider Vorzeichen beeinträchtigte.

Der schwache Betrag des zur Untersuchung gelangenden Effektes stellte also eine erste Ursache der Ungewißheit dar. Nun dachten wir, der Umstand, daß die von uns benutzten radioaktiven Drähte um den Zylinder aus Drahtnetz in zahlreichen Windungen herumgelegt werden mußten und daß das Drahtnetz trotz seiner weiten Maschen durch seine Anbringung zwischen dem radioaktiven Körper und dem Zerstreuungszylinder des Elektroskops, dessen Ent-

1) Diese Zeitschr. 6, 709—715, 1905.

ladung er verursachte, absorbierend wirken könnte; dieser Umstand könnte eine weitere Ursache darstellen.

Schließlich war es möglich, daß die Entaktivierung eines unter Benutzung eines hohen negativen Potentials aktivierten Körpers nicht genau denselben Gang verfolgte, wie die eines unter anderen Umständen, in einer an Emanation reichen Atmosphäre und unter der direkten Einwirkung einer stark radioaktiven Substanz aktivierten Körpers.

Bei den Versuchen, über die wir hier berichten wollen, haben wir uns bemüht, mit einer weit intensiveren induzierten Radioaktivität zu arbeiten und die Rolle zu bestimmen, die erstens die Schirme aus Drahtnetz und zweitens das gerade angewandte Aktivierungsverfahren (mit oder ohne Benutzung eines hohen elektrischen Potentials) bei der Spaltung der Entaktivierungskurve spielen.

I. Einzige Entaktivierungskurve, die man mit einem beliebigen ohne elektrische Ladung aktivierten Körper erhält.

Um eine starke induzierte Radioaktivität zu erhalten, haben wir den zu aktivierenden Körper in einen geschlossenen Behälter gelegt, in dem sich eine Substanz mit hoher eigener Radioaktivität befand. Als Aktivierungsbehälter wählten wir einen zylindrischen Messingkasten von 35 cm Höhe und 18 cm Durchmesser, auf dessen Boden wir eine Kapsel mit Radiumsalz [1]) legten.

Dadurch, daß wir nicht in der Luft des Laboratoriums, die notwendigerweise sehr arm an Emanation ist, sondern in diesem so emanationsreichen Medium arbeiteten, haben wir nicht nur einen weit stärkeren Effekt erzielen, sondern auch den 12 Meter langen Draht, an dem wir unsere früheren Versuche ausgeführt hatten, durch einen Draht von wenigen Centimetern Länge ersetzen können.

So wurde ein Stück Draht von einem Millimeter Durchmesser und 21 cm Länge, das zur Erleichterung der Aufhängung in einen Haken auslief, dreimal 24 Stunden lang an dem Aktivierungsbehälter exponiert, hierauf aus diesem herausgenommen und außerhalb des Metallnetzzylinders, auf den die langen Drähte aufgewickelt worden waren, aufgehängt. Dieser Draht gab im ersten Augenblick am Elektroskop einen Spannungsverlust von 100 Volt in der Minute. Die von diesem Augenblick an ausgeführten Messungen haben uns bei der konstanten Dauer von einer Minute und bei Ladungen von abwechselndem Vorzeichen die

1) Dieses Salz rührt aus dem Physikalischen Kabinett der Universität Genf her und war uns in liebenswürdiger Weise von Herrn Prof. Guye überlassen worden. Da nur seine Aktivierungsfähigkeit in Betracht kam, haben wir uns um seine Zusammensetzung nicht weiter bekümmert.

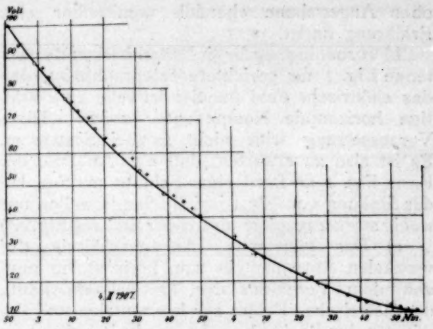

Fig. 1.

keinerlei Spaltung zeigende Entaktivierungskurve von Figur 1 geliefert.

Wir wiederholten sodann den gleichen Versuch, indem wir an Stelle des unüberzogenen Eisendrahtes ein anderes Stück von gleicher Länge und gleicher Form verwandten, das aus einem Kupferdraht von 0,5 mm Dicke und einem Überzug isolierender Kautschukschicht und Seide bestand. Dieser Draht wurde dann außerdem durch Reibung mit Paraffin überzogen und viermal 24 Stunden lang bei Anwesenheit von Radiumsalz in dem geschlossenen Behälter exponiert. Wir gingen von der gleichen Ladung des Elektroskops aus und erhielten dann im ersten Augenblick einen stärkeren Spannungsverlust in der Minute als vorher, und zwar 144 Volt. Dieses Ergebnis war bei Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens stets das gleiche, d. h. wir erhielten eine einzige Entaktivierungskurve.

Das gleiche Ergebnis erhielten wir ferner mit einem etwas längeren unüberzogenen oder überzogenen Draht, der um das als Halter dienende Gitter außen ein- bis zweimal herumging.

Wir konnten also aus diesen ersten gehörig wiederholten und kontrollierten Versuchen ohne weiteres den Schluß ziehen, daß ein beliebiger leitender oder dielektrischer Körper, der ohne Benutzung eines hohen elektrischen Potentials radioaktiv gemacht wird und dessen Strahlung durch die Anbringung einiger dazwischenliegender sehr weiter Maschen eines Metallnetzes nicht merklich geändert wird, nur eine einzige Entaktivierungskurve liefert.

Wenn die von uns bei früheren Versuchen beobachtete Spaltung die Wirkung des Zylinders aus Metallnetz gewesen wäre, auf den unsere Drähte aufgewickelt gewesen waren, so hätte diese Schirmwirkung nur durch die große Anzahl der den Schirm umgebenden Drahtwindungen merklich werden können. Ferner

konnte diese Schirmwirkung noch eine doppelte sein, und zwar erstens die der Maschen des Metallnetzes auf die von dem aufgewickelten Draht ausgehenden Strahlen, und zweitens die der Gesamtheit von Drahtnetz und aufgewickeltem Draht auf die während des Versuches durch den aktivierten Draht auf die Innenwände des Elektroskopschutzkastens, dessen Rolle, wie wir später sehen werden, nicht absolut zu vernachlässigen ist.

Wenn diese Wirkung des als Träger dienenden Metallnetzes wirklich eingetreten war, so mußten wir sie unter den neuen Verhältnissen unserer Versuche wieder beobachten, wenn wir die große Windungszahl durch ein zwischen dem kurzen radioaktivierten Draht und dem Zerstreuungszylinder des Elektroskops angebrachtes Metallgitter von feineren Maschen ersetzten. Dies war denn auch wirklich der Fall.

Wenn wir also auf das gewöhnliche Tragnetz einen unüberzogenen Eisendraht von 55 cm Länge aktiviert durch einfaches Exponieren in der Nähe von Radiumsalz, aufwickelten und hierauf zwischen diesem und dem Zerstreuungszylinder des Elektroskops einen kleineren Zylinder aus feinerem Drahtnetz anbrachten, so erhielten wir unmittelbar die sehr ausgeprägte Spaltung der Entaktivierungskurve, wobei die positive Kurve oberhalb der negativen liegt, worauf sofort nach Wegnahme des zwischenliegenden Gitters die Rückkehr zu einer einzigen Kurve erfolgte (siehe weiter unter Figur 2, die Kurven I, II, III).

Wir haben dieselbe Beobachtung gemacht, wenn wir bei diesem Versuch den unüberzogenen radioaktivierten Draht durch einen Draht von gleicher Länge mit einer Oberflächenschicht aus Kautschuk und Seide mit Paraffinüberzug ersetzten. In diesem Falle lag, ebenso wie in dem vorhergehenden, die positive Kurve oberhalb der negativen, im Gegensatz zu den Beobachtungen bei unseren früheren Versuchen, bei denen ein mit einer isolierten Schicht überzogener Draht bei seiner Aktivierung in gewöhnlicher Luft mit hohem negativem Potential uns stets eine oberhalb liegende negative Kurve geliefert hatte.

Diese Kurvenumkehrung mußte also von der Aktivierung bei hohem elektrischen Potential herrühren, wie wir dies auch später festgestellt haben.

II. Gang der Entaktivierung bei Anwendung eines hohen elektrischen Potentials zur Aktivierung.

1. Mit negativer Ladung induzierte Radioaktivität. Nachdem wir diesen Unterschied zwischen der Aktivierung nur mit Hilfe einer intensiven Emanation und der mittels eines hohen elektrischen Potentials erhaltenen erkannt hatten, wollten wir letztgenannten Fall mit einer weit stärkeren induzierten Aktivität wieder aufnehmen, die wir durch die doppelte Einwirkung eines in einem emanationsreichen Medium wirkenden hohen negativen Potentials erhielten.

Um uns gegen die Schirmwirkung des als Träger dienenden Zylinders aus Drahtgeflecht vollständig zu schützen, wählten wir für diese Versuche Drähte von genügender Dicke und Steifigkeit, um von selbst spiralförmig auf dem Zerstreuungskörper des Elektroskops etwa in gleicher Entfernung wie die auf das Traggitter aufgewickelten Drähte zu verbleiben. Als isolierten Leitungsdraht benutzten wir bei dieser Versuchsreihe ein Bündel von 5 Kupferdrähten von 3,5 mm Durchmesser, umgeben von einer Kautschukhülle von 1,5 mm Dicke, das von selbst spiralförmig mit drei Windungen von 9 cm Höhe und 15 cm Breite aufgewickelt blieb. Um uns auf das Nötigste zu beschränken, wollen wir hier im einzelnen nur den Versuch wiedergeben, der uns das bestimmteste Ergebnis geliefert hat. Die eben von uns beschriebene Drahtspirale wurde 68 Minuten lang bei einer negativen Ladung von 2200 Volt in einem geschlossenen Behälter belassen, der das Radiumsalz enthielt, hierauf in den Messingblechzylinder des Elektroskops eingeführt und unmittelbar darauf beobachtet. Das Elektroskop erhielt abwechselnd positive und negative Ladungen. Wir beobachteten den in einer Minute erfolgenden Ladungsverlust von 217 Volt (entsprechend einem Gesamtausschlag der Aulminiumfolien um 30 Teilstriche, d. h. um 15 nach jeder Seite). In Anbetracht der Wichtigkeit, die wir diesem Versuch beimessen, geben wir an dieser Stelle alle numerischen Daten: die erste senkrechte Reihe gibt die Zeit, die zweite das Vorzeichen der Ladung, die dritte die jeweilig nach Verlauf einer Minute vorgenommene Ablesung in Teilstrichen der Skala, die vierte dieselbe Ablesung in Volt ausgedrückt, die fünfte den im Verlauf der betreffenden Minute erfolgten Abfall unterhalb der ursprünglichen Potentialdifferenz von 226 Volt an.

Figur 2 gibt die Kurve wieder, die wir dadurch erhielten, daß wir die in einer Minute erfolgenden Ladungsverluste als Ordinaten und die Zeiten als Abszissen eintrugen. Wie ersichtlich, hat zwar die negative Kurve, abgesehen von einer kleinen Anschwellung in ihrem Mittelteil, einen ungefähr normalen Verlauf, zeigt aber die positive Kurve einen ganz entgegengesetzten Gang. Ausgehend von weit größerer Tiefe, steigt sie zunächst während der ersten halben Stunde des Versuchs ziemlich schnell an, senkt sich hierauf und erreicht schließlich die negative Kurve, um mit dieser zusammen zu fallen.

Wir glaubten zunächst, es mit einem besonderen Ausnahmefall zu tun zu haben und wie-

Zeit	Vorzeichen	Teilstriche	Volts	Verlust
4h 28	—	0	0	226
4 30	+	12,2	126,9	99,1
4 31½	—	4,6	67,1	158,9
4 34	+	11,6	123,2	102,8
4 36	—	5,9	82,0	144,0
4 38	+	10,6	116,7	109,3
4 40	—	6,2	84,6	141,4
4 42	+	9,5	109,0	117,0
4 44	—	6,5	87,2	138,8
4 45½	+	9,3	107,6	118,4
4 47	—	6,7	88,8	137,2
4 50	+	8,6	102,7	123,3
4 52	—	6,9	90,5	135,5
4 54	+	8,5	102,0	124,0
4 56	—	7,3	93,6	132,4
4 58	+	8,4	101,3	124,7
5	—	7,6	95,7	130,3
5 1½	+	8,5	102,0	124,0
5 3	—	8,5	102,0	124,0
5 5	+	9,1	106,2	119,8
5 7	—	9,2	106,9	119,1
5 9	+	9,7	110,4	115,6
5 11	—	10,5	112,5	113,5
5 15	+	10,5	116,0	110,0
5 16½	—	11,0	119,3	106,7
5 18½	+	11,4	121,9	104,1
5 21	—	11,8	124,5	101,5
5 23	+	12,2	126,9	99,1

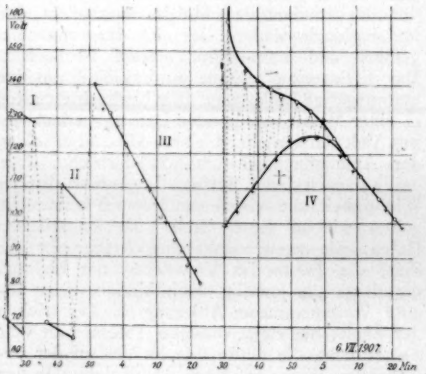

Fig. 2.

derholten daher den Versuch mehrere Male, fanden aber stets einen etwas gleichen Gang der Erscheinung, allerdings in etwas weniger ausgeprägter Form.

Wir furchteten dann, daß unserer Versuchsweise eine Fehlerquelle anhaften könnte, besonders infolge der Wirkung der Wände des zylindrischen Kastens, in dem der Zerstreuungskörper und der radioaktivierte Draht eingeschlossen sind. Diese nehmen nämlich, wie wir dies festgestellt haben, in der Nähe dieses Drahtes eine schwache induzierte Radioaktivität an; dann konnte aber der Draht selbst die Rolle eines Schirmes in bezug auf diese Sekundärstrahlen spielen. Wir haben daher den eben beschriebenen Versuch in der Weise wiederholt, daß wir den Deckel und die Zylinderwand des Elektroskopkastens fortließen und nur den Boden beibehielten, auf dem der spiralförmige Draht ruhte. Die bei diesem in freier Luft ausgeführten Kontrollversuch erhaltene Kurve ist, wie aus Figur 3 ersichtlich, die fast genaue Wiedergabe der Kurve von Figur 2, die nach einer so entschiedenen Bestätigung schwerlich auf Rechnung eines Beobachtungsfehlers gesetzt werden kann.

Wir haben auf diese Weise mit weit größerer Intensität diese Spaltung der Entaktivierungskurve

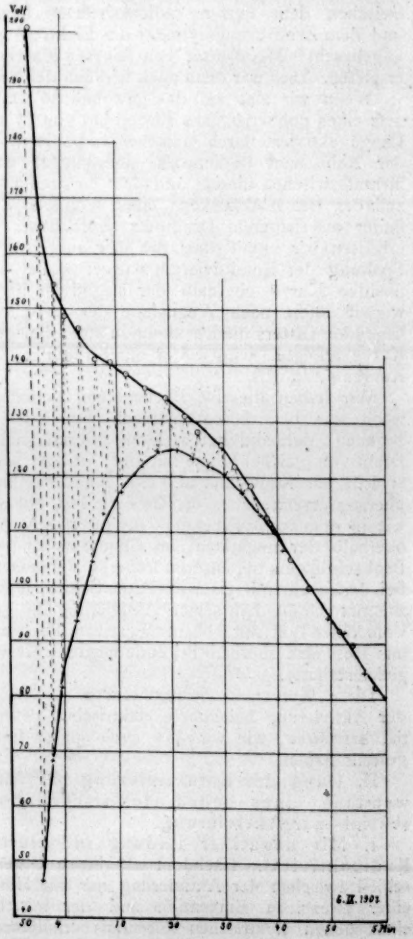

Fig. 3.

eines mit einer dielektrischen Schicht bedeckten Leiters bestätigt gefunden, der durch die Einwirkung eines hohen elektrischen Potentials aktiviert worden war. Bei dieser Spaltung kommt die negative Kurve nach oben, im Gegensatz zu unserer Erfahrung in dem anderen zur Untersuchung gelangten Falle.

2. Mit positiver Ladung induzierte Radioaktivität. Nach diesem so bedeutungsvollen Ergebnis wollten wir unsere Versuche auf den Fall ausdehnen, daß die Aktivierung des mit Kautschuk überzogenen Drahtes unter Benutzung eines hohen positiven Potentials bewirkt wird.

Wir haben mehrere Ablesungsreihen vorgenommen an derselben Spirale, die wir 4 bis 5 Stunden lang in dem Aktivierungsraum auf hohem positiven Potential in der Nähe von 2000—3000 Volt beließen und hierauf in den Schutzkasten des Elektroskops hineinbrachten. Wir haben dann ganz ähnliche Kurven erhalten. An dieser Stelle wollen wir nur den letzten dieser Versuche wiedergeben, den wir ohne Anwendung eines Schutzkastens für das Elektroskop ausgeführt haben. Die kautschuküberzogene Kupferspirale wurde wieder stundenlang einer positiven Ladung von 3000 Volt in dem Aktivierungsraum ausgesetzt und unmittelbar nach dem Herausnehmen an der freien Luft beobachtet. Jede Ablesung bezog sich auf die innerhalb von 1 1/2 Minute im Elektroskop bewirkte Entladung, wobei wir stets von einer Anfangsladung von 226 Volt (30 Teilstriche) ausgingen.

Die numerischen Ergebnisse waren wie folgt:

Zeit	Vorzeichen	Teilstriche	Volts	Verlust
3h 37	+	9,2	106,9	119,1
3 40	—	19,0	167,7	58,3
3 42 1/4	+	12,8	130,2	95,8
3 45 1/2	—	18,1	161,9	61,1
3 48 1/2	+	14,3	139,3	86,7
3 52	—	17,2	156,5	69,5
3 55 1/2	+	16,8	154,2	71,8
3 59	—	16,6	153,1	72,9
4 2	+	15,2	144,9	81,1
4 6	—	16,1	150,3	75,7
4 10	+	15,9	149,1	76,9
4 13	—	15,7	147,9	78,1
4 17 1/2	+	16,8	154,2	71,8
4 21	—	16,2	150,9	75,1
4 23 1/2	+	17,4	157,6	68,4
4 26	—	16,6	153,1	72,9
4 29	+	18,3	163,2	62,8
4 33 1/4	—	17,2	156,5	69,5
4 36 1/2	+	19,3	169,4	56,6
4 39	—	18,—	161,2	64,8
4 42 1/2	+	20,2	174,4	51,6
4 45 1/2	—	18,5	164,5	61,5
4 48 1/2	+	20,8	177,8	48,5
4 52	—	19,6	171,1	54,9
4 55	+	21,6	182,2	43,2
4 58 1/2	—	20 3	175,—	51,—
5 1 1/2	+	22,6	188,—	38,—

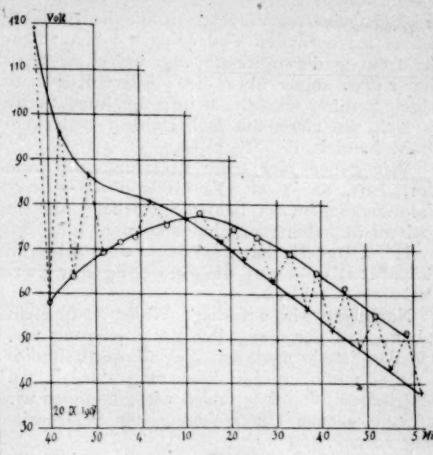

Fig. 4.

Figur 4 gibt die beiden aus diesen Zahlenwerten sich ergebenden Kurven wieder. Diese Kurven zeigen eine auffällige Ähnlichkeit mit denen von Figur 2 und 3: die anfängliche Abweichung ist ganz ebenso groß; nur ist hier die positive Kurve mit einem anfänglich etwas zu schnellen Abfall etwa normal, während die negative Kurve sehr niedrig anfängt und hierauf schnell ansteigt, bis sie die positive erreicht und selbst überschreitet, um hierauf etwas oberhalb von dieser zu ihr parallel zu verlaufen.

Dieses so ausgeprägte Ergebnis, das wir an letzter Stelle erhalten haben, veranlaßt uns dazu, die im übrigen recht summarische Auslegung abzuändern, die wir in einer kürzlich der französischen Akademie gemachten Mitteilung gegeben haben, wobei wir uns auf die Annahme der Durchdringung von β-Strahlen in die dielektrische Schicht unter der Einwirkung einer starken Ladung stützten. Wir sind jetzt der Ansicht, daß man die zweifache Einwirkung zweier gleichzeitig verlaufender Erscheinungen annehmen muß, die neben der induzierten Radioaktivität und einer von der isolierten Schicht während der Aktivierung mittels eines starken elektrischen Potentials erhaltenen elektrischen Restladung her verlaufen.

Diese Restladung, deren Zerstreuung durch die Radioaktivität begünstigt werden würde, wirkt in entgegengesetzter Richtung zu letzterer auf das Elektroskop, wenn dessen Ladung von gleichen Vorzeichen wie die Restladung ist. Daher kommt die anfänglich von der positiven Kurve in Figur 3 und der negativen in Figur 4 erfahrene Senkung und deren allmähliche Hebung mit Verminderung der Restladung. Ebenso kommt daher die anfängliche Hebung der Kurve

entgegengesetzten Vorzeichens und die Rückkehr beider auf normalen Verlauf nach vollständiger Zerstreuung dieser Restladung, wobei die negative Kurve sogar über die positive Kurve zu liegen kommt, wie dies bei der Spaltung, wenn es sich um einen mit Isolierschicht bedeckten Draht handelt, die Regel ist.

Wir geben hier diese Erklärung mit allem Vorbehalt, da ja eine Kontrolle durch weitere Untersuchungen der beiden Spezialfälle (die wir noch nicht haben vornehmen können) nötig ist.

III. Über die Einwirkung von Schirmen aus Metallnetz auf die Spaltung der Entaktivierungskurve.

Nachdem wir auf diese Weise festgestellt haben, daß der Gang der Entaktivierung verschieden ist, je nachdem die induzierte Radioaktivität mit oder ohne Benutzung eines hohen elektrischen Potentials erzielt wird, kommen wir auf eine genaue Untersuchung der Schirmwirkung zurück.

Wir haben weiter oben gezeigt, daß die Einschaltung eines Schirmes aus Metallnetz die Spaltung der Entaktivierungskurven unmittelbar zur Folge hat, und wollen nunmehr diese Erscheinung näher untersuchen.

Zu diesen Untersuchungen haben wir zylindrische Gitter aus Metallnetz von größerem oder geringerem Durchmesser verwandt, die ineinander gesteckt werden konnten und von recht verschiedenartiger Form auch in bezug auf die Dicke des Drahtes und die Maschenweite waren; die meisten bestanden aus Eisen, die anderen aus Messing. Die größte Weite hatten wir bei einem Netz mit sechseckigen Maschen von 2 cm Höhe und 1,5 cm Breite zur Herstellung unseres Traggitters. Kleinere Dimensionen hatten wir bei Gittern mit Lochweiten von 3,5 mm bis 4 mm, 2 mm und mit ganz feinen von etwa 0,5—0,2 mm. Wir beobachteten die Wirkung mehrerer voneinander verschiedener Schirme auf denselben stark aktivierten Draht nacheinander, wobei wir mit den am stärksten absorbierenden anfingen und manchmal zwei auf einmal einbrachten, um den Zusammenfall der Aluminiumfolien des Elektroskops (der sonst so schnell erfolgen würde, daß keine Ablesung möglich wäre) genügend zu verlangsamen, und behielten den Versuch ohne Schirm bis zum Schlusse der Versuchsreihe, wenn die Wirkung des aktivierten Drahtes auf das Elektroskop nur noch einen leicht zu verfolgenden Zusammenfall der Aluminiumfolien hervorrief.

Bei einem und demselben Versuch mußten wir auch, je nach der Intensität der Einwirkung auf das Elektroskop, die Zeitdauer variieren, während der wir den Potentialverlust beobachteten, und zwar von $^1/_4$ Minute, wenn die Einwirkung sehr stark war, bis auf $^1/_2$ Minute, 1 Minute und 2 Minuten. Für jeden einzelnen Fall genügten 4—6 Ablesungen zur Feststellung der relativen Lage und der Entfernung der beiden durch den Versuch erhaltenen Entaktivierungskurven.

Der Einfachheit halber wollen wir drei Hauptfälle unterscheiden und zwar

1. den eines beliebigen leitenden oder nichtleitenden Körpers, den wir einfach mehr oder weniger lange in einer an Radiumemanation reichen Atmosphäre beließen;

2. den eines unüberzogenen Metalleiters, den wir in derselben Atmosphäre aktivierten, wobei er während der ganzen Aktivierungszeit (die in diesem Falle viel kürzer sein kann) auf hohem negativen Potential erhalten wurde;

3. den eines mit einer dicken gleichfalls negativ geladenen Schicht überzogenen Leiters.

1. Ohne elektrische Ladung induzierte Radioaktivität. Fig. 5, die nur eine von so und soviel anderen ist, zeigt die durch zwischenliegende Gitter verschiedener Form erzielten Wirkungen. Die Beobachtung bezog sich auf die eben beschriebene Spirale, gebildet von einem mit Kautschuk überzogenen Kupferdrahtbündel, die ohne Traggitter festblieb und durch den bloßen 45 stündigen Aufenthalt in der Glocke mit Radiumsalz aktiviert worden war. In dem Augenblick, als wir sie eben herausgenommen hatten, um sie in den messingnen Schutzzylinder des Elektroskops einzuführen, war der Abfall der Aluminiumfolien viel zu schnell, um uns Ablesungen von auch nur einer Viertelminute zu gestatten.

Wir haben daher den Versuch in der Weise begonnen, daß wir einen der am stärksten absorbierenden Schirme, und zwar ein feines Gitter von 2 mm (siehe Kurve I) einschalteten. 4 Beobachtungen von je einer Minute Dauer für die Entladungswirkung auf das Elektroskop reichen dazu aus, die Lage der positiven und der negativen Kurve zueinander festzustellen. Wie ersichtlich, weichen diese erheblich voneinander ab und befindet sich die positive Kurve oben.

Kurve II bezieht sich auf die Einschaltung eines noch stärker absorbierenden Schirmes, bestehend aus feiner Messinggaze von 0,2 mm Lochweite. Wir mußten in diesem Falle unsere Ablesungen in Zwischenräumen von 2 Minuten vornehmen; die Entfernung der beiden Kurven war bedeutend geringer, aber immer noch mehr ausgeprägt. III zeigt die Wirkung der gleichzeitigen Einschaltung zweier Gitter und zwar eines Innengitters von der Form eines Traggitters und eines Außengitters von 2 mm Lochweite: die Wirkung ist die gleiche, aber stärker. Bei IV ist nur das Gitter mit größeren Maschen (2 cm) angewandt; dann ist die Wirkung verhältnismäßig schwach. Bei V ist derselbe Schirm, wie zu Anfang des Versuchs, angewandt worden; die beiden kleinen Kurvenabschnitte

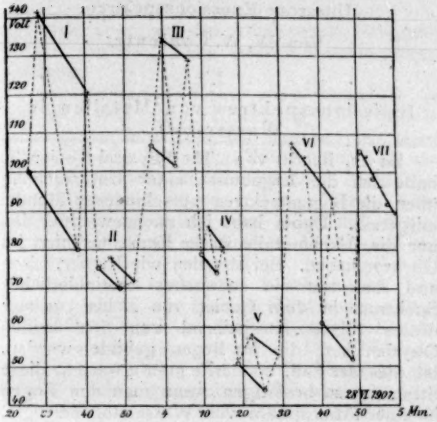

Fig. 5.

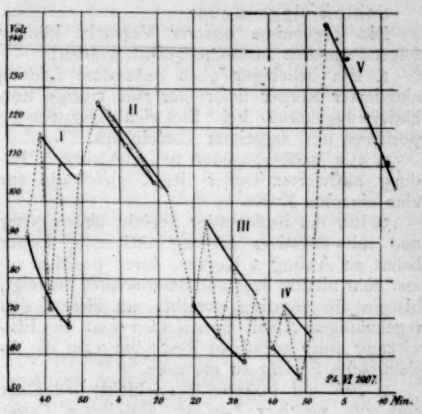

Fig. 6.

liegen in der Verlängerung der Abschnitte von I mit weit geringerem Abstand. VI bezieht sich auf den Schirm mit der Lochweite 4 mm aus etwas dickerem Draht: der Abstand ist der größte in dieser Versuchsreihe erzielte; — endlich ist VII ohne irgendwelchen Schirm aufgenommen worden: hier erhält man eine einzige Kurve.

Wie ersichtlich, ist in dem von Figur 5 dargestellten Fall die Spaltung der Entaktivierungskurve unter der Einwirkung des Schirmes stets mit einer positiven Kurve oberhalb der anderen eingetreten, obwohl es sich um einen mit isolierender Schicht überzogenen Draht handelt.

2. Unüberzogener Leiter, aktiviert in einem emanationsreichen Behälter unter Anwendung eines hohen Potentials.

Figur 6 zeigt die Einwirkung dss Schirmes, wie man sie in diesem Falle beobachtet. Sie ist ohne weiteres der Figur zu entnehmen, ohne daß wir sie zu erläutern brauchten. Die Wirkung ist der im vorliegenden Falle beobachteten ganz ähnlich.

3. Leiter, bedeckt mit einer dielektrischen Schicht, ebenso wie die vorhergehende aktiviert in einem emanationsreichen Behälter mit stark negativer Ladung.

Die Wirkung ist gleichfalls ganz ähnlich (Figur 7), aber umgekehrt; die negative Kurve liegt stets oberhalb der entsprechenden positiven, wie wir dies bei unseren früheren Versuchen beobachtet haben, die hier ihre Bestätigung und Deutung in der Einwirkung der Schirme aus Metallnetz finden.

Wenn dieser Fall auch in den Kurven von Figur 5, 6 und 7 nicht dargestellt ist, so haben wir doch mehrere Male festgestellt, daß die Einschaltung von zwei Schirmen an Stelle eines einzigen die Lage der beiden Kurven zueinander abändern kann, wenn es sich um dieselbe Versuchsreihe handelt, so bringt sie unter sonst gleichen Verhältnissen die negative gewöhnlich über die positive hinaus, wenn der äußere Schirm aus sehr feiner Gaze besteht und wenn die von den aktivierten Körpern ausgesandten Strahlen nach dem Durchgang durch einen anderen Schirm mit weiteren Maschen durch ihn hindurchgehen.

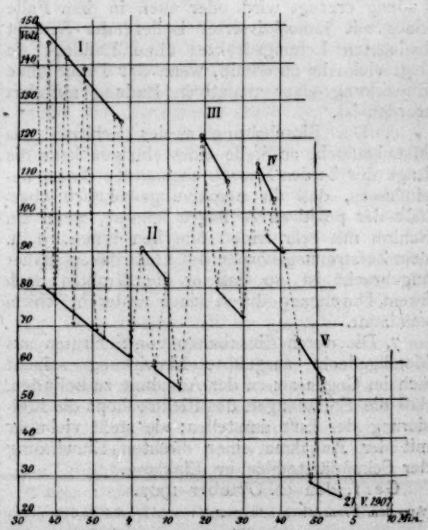

Fig. 7.

Schlußfolgerungen:

Die Ergebnisse unserer Versuche können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

1. Ein beliebiger ohne besondere Ladung aktivierter Körper liefert nur eine einzige Entaktivierungskurve bei Elektrizitätszerstreuung positiven und negativen Vorzeichens.

2. Ein unüberzogener mit elektrischer Ladung aktivierter Leiter liefert gleichfalls nur eine einzelne Kurve.

3. Ein mit isolierender Schicht überzogener und mit negativer Ladung aktivierter Leiter liefert zu Anfang 2 Kurven, deren positive zuerst sehr niedrig liegt und dann schnell ansteigt, bis sie die negative erreicht, um hierauf den regelmäßigen Abfall fortzusetzen und die Einwirkung einer negativen Restladung auf die dielektrische Schicht zu erweisen.

4. Ein mit isolierender Schicht bedeckter und mit positiver Ladung aktivierter Leiter liefert zu Anfang 2 Kurven, deren negative zunächst sehr niedrig liegt und hierauf schnell ansteigt, um dann über die positive hinaufzusteigen und hierauf zu ihr parallel zu verlaufen. Dieser Gang der Doppelkurve zeigt die Einwirkung einer positiven Restladung auf die dielektrische Schicht.

5. Die Einschaltung eines Schirmes aus Metallgeflecht in den Weg der Zerstreuungswirkung ruft unmittelbar die Spaltung der Entaktivierungskurve hervor, wobei die positive Kurve (bei einem unbedeckten Metalldraht) oben liegt, gleichviel ob diese Radioaktivität mit oder ohne Ladung erzeugt wird oder auch in dem Falle eines mit radioaktivierter isolierender Schicht bedeckten Leitungsdrahtes ohne Ladung; sie liegt vielmehr unterhalb, wenn der Draht ohne Einwirkung einer negativen Ladung aktiviert worden ist.

6. Die Einschaltung zweier Schirme aus Metallgeflecht an Stelle eines einzigen kann die Lage der beiden Kurven zueinander derart beeinflussen, daß die negative gewöhnlich oberhalb der positiven zu liegen kommt, wenn ein Schirm mit sehr feinen Maschen innen, d. h. dem Zerstreuungskörper des Elektroskops näher angebracht ist, so daß er die Strahlen nach ihrem Durchgang durch einen anderen Schirm aufnimmt.

7. Die durch Einschalten von Schirmen aus Metallgeflecht ausgeübte Einwirkung scheint sich im Gegensatz zu der Annahme zu befinden, daß die Entladungen des Elektroskops die Ionisierung der Luft darstellen; sie steht vielmehr mit der Annahme einer direkten Einwirkung der Sekundärstrahlen im Einklang.

Genf, den 12. Oktober 1907.

(Aus dem Französischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 21. Oktober 1907.)

Ultrarote Emissionsspektren.

Von W. W. Coblentz.

I.

Emissionsspektren von Metallen in Wasserstoff.

Im 22. Bande von „The Physical Review“[1]) habe ich die Ergebnisse einer Untersuchung über die Bogenspektren verschiedener Metalle mitgeteilt. Dabei habe ich nachgewiesen, daß nur die Alkalimetalle starke Emissionslinien im Ultrarot haben. Bei Metallen wie Kupfer, Eisen und Zink trat ein schwaches kontinuierliches Spektrum in dem Gebiet von 2 bis 3 μ auf; dieses rührte anscheinend von den heißen Oxyden her, die im Bogen gebildet wurden. Ist dies der Fall, so dürfte man erwarten, diese Strahlung zu beseitigen, wenn man den Bogen in einer Atmosphäre von Wasserstoff erzeugte. Ich habe im verflossenen Jahre diese Untersuchung unter Verwendung eines Bogens wiederholt, der in einem mit Wasserstoff gefüllten Metallgehäuse eingeschlossen ist. Zur Messung der Strahlung diente eine Thermosäule nach Rubens. Das Galvanometer hatte eine volle Schwingungsdauer von 14 Sekunden. Seine Empfindlichkeit betrug bei einem Skalenabstand von 1 m $i = 1{,}7 \cdot 10^{-10}$. In Verbindung mit der Thermosäule besaß es eine solche Temperaturempfindlichkeit, daß bei einem Skalenabstand von 1 m eine Ablenkung von 1 mm $= (1 \cdot 10^{-5})$ ^{0} C war.

Das Spektrum wurde mittels des früher beschriebenen Spektrometers mit Steinsalzprisma und Spiegel und 5 mm langen Spalten erzeugt.

a) Nickelbogen in Wasserstoff. Mit dieser Anordnung untersuchte ich das Emissionsspektrum von Nickel in Wasserstoff. Das Fenster des Metallgehäuses, welches den Bogen umschloß, bestand aus dünnem Glas; dieses absorbierte die ganze Strahlung jenseit 3,5 μ. Die Metallelektroden waren ungefähr 1 cm im Durchmesser stark, und ihre Enden waren keilförmig angeschnitten. Dadurch wurde ein langer und schmaler Bogen erzeugt. Ein Bild dieses Bogens „end on“ wurde mittels eines Hohlspiegels von 12 cm Brennweite auf den Spektrometerspalt entworfen.

Das Spektrum erschien im Rot, wo die maximale Strahlung beobachtet wurde, kontinuierlich. Bei 0,75 μ wurde eine starke Emission beobachtet. Jenseit 2 μ wird die Strahlung von den heißen Elektroden durch den schnellen Anstieg der Strahlungskurve gekennzeichnet.

Die Ergebnisse zeigen im großen ganzen nur eine geringe Strahlung in der Gegend von 2 μ, wo früher ein kontinuierliches Spektrum be-

1) Phys. Rev. **22**, 1, 1906.

obachtet wurde. Es ist weiter zu bemerken, daß bei 1 μ, wo die Alkalimetalle intensive Linien besitzen, keine starken Emissionslinien auftreten.

b) Funkenspektren von Metallen in Wasserstoff. Zur Erzeugung eines Hochspannungsfunkens (Bogens) benutzte ich einen Transformator von 10000 Volt mit 100 Volt und 1 bis 9 Ampere im Primärkreis. Parallel zu den Elektroden waren 1 bis 3 Platten eines Glaskondensators mit einer Kapazität von je 0,0028 Mikrofarad geschaltet. Auf diese Weise wurde ein sehr intensiver Bogen hervorgebracht. Wie bei den vorstehend beschriebenen Versuchen wurde ein Bild der Elektroden mittels eines Hohlspiegels von kurzer Brennweite auf den Spektrometerspalt entworfen. Die Elektroden maßen ungefähr 3 mm im Durchmesser und waren keilförmig zugefeilt. Sie waren in Glashaltern angebracht, und diese waren, durch Schliffe dicht schließend, in ein Glasgefäß eingeführt, welches ungefähr 200 cm^3 faßte. Auf diese Weise konnten die Elektroden, wie aus Figur 1 ersichtlich wird, eingestellt werden. Die Strahlung durchsetzte ein ungefähr 3 mm dickes Quarzfenster, welches jenseit 4 μ undurchlässig ist. Der Wasserstoff wurde auf elektrolytischem Wege bereitet.

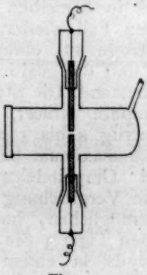

Fig. 1.

Es gelangten die Funken- (bzw. Bogen-) Spektren der folgenden Metalle zur Untersuchung: Aluminium, Kupfer und Calcium. Zur Herstellung der Elektroden aus dem letztgenannten Metall wurden Stücke aus einer großen Metallstange herausgesägt und zu Drähten von 2 bis 3 mm Durchmesser gehämmert. Diese wurden, wenn sie außer Gebrauch waren, unter Öl aufbewahrt, um eine Oxydation zu vermeiden. Das Ergebnis der Untersuchung brachte eine ziemliche Enttäuschung, denn bis zu 3,5 μ bis 4 μ konnte keine merkliche Strahlung entdeckt werden, und hier ergaben die Elektroden 3 bis 10 cm Ausschlag. Dieser Ausschlag wurde dadurch eliminiert, daß der Spektrometerspalt seiner ganzen Länge nach bedeckt wurde, mit Ausnahme einer Strecke von ungefähr 2 mm, durch welche einzig der von dem Hochspannungsbogen (bzw. -funken) ausgehenden Strahlung der Eintritt in das Instrument gestattet wurde. Der Umstand, daß keine Ablenkungen von mehr als 1 mm beobachtet wurden, beruht nicht auf einer mangelnden Empfindlichkeit des Apparates, und man darf schließen, daß keine Emissionslinien erzeugt wurden, welche eine merkliche Intensität besaßen. Das ist einigermaßen überraschend, weil Calcium der Gruppe solcher Elemente nahesteht, welche Emissionslinien im Ultrarot besitzen.

II.

Das Emissionsspektrum des Kohlebogens.

Das Emissionsspektrum der Kohle ist früher von mir im Zusammenhang mit den Emissionsspektren von Metallen und Metallsalzen im Kohlebogen untersucht worden.[1]) Ich hatte gefunden, daß der violette Teil des Kohlebogens mehrere Emissionslinien in der Nachbarschaft von 1 μ aufwies, denen sich ein schwaches, anscheinend kontinuierliches Spektrum mit einem Maximum bei ungefähr 2,5 μ anschloß. Bei 4,52 μ schien eine geringe Emissionsbande vorzuliegen, welche ich bei späteren Versuchen nicht wieder hervorbringen konnte. Ich schloß daher, daß bei der Verbrennung der Kohleelektroden kein CO_2 oder CO gebildet wird, sondern daß der Kohlenstoff als Dampf entweicht.

Weiterhin hatte ich gefunden, daß, wenn Salze der Alkalimetalle *Na*, *K*, *Li* auch nur in kleinen Mengen zugegen waren, eine kräftige Emissionslinie bei 4,52 μ auftrat.

Das benutzte Radiometer war nicht sehr empfindlich, und der Schluß, daß der Kohlebogen der Hauptsache nach aus Kohledampf bestand, erschien nicht sehr befriedigend. Ich wiederholte deshalb die Untersuchung unter Anwendung von gewöhnlicher Gaskohle sowie auch von reinem Acheson-Graphit. Letzterer läßt sich schwer verbrennen, selbst wenn die Länge des Bogens nur 2 mm beträgt.

Bei der jetzigen Untersuchung benutzte ich eine Thermosäule nach Rubens. Die Periode des Galvanometers betrug 10 Sekunden und seine Empfindlichkeit ungefähr $2{,}5 \cdot 10^{-10}$ Ampere. Der Spektrometerspalt war 0,1 mm breit und 2 mm lang, und auf ihm wurde mit Hilfe eines Spiegels von kurzer Brennweite ein Bild des blauen Dampfes des Bogens entworfen. Die Kohleelektroden hatten den gebräuchlichen Durchmesser von 12 mm, während von den Graphitelektroden zwei Stärken (5 mm und 10 mm Durchmesser) zur Verwendung kamen. Ich machte ferner Versuche mit einer Kohle-

1) Phys. Rev. **22**, 1, 1906.

und einer Graphitelektrode. Ich fand, daß bei jeglicher Stromstärke — von 5 bis 15 Ampere — stets eine Emissionsbande bei 4,5 μ auftritt, wenn in dem Bogen Salze der Alkalimetalle zugegen sind, während die reine Kohle — bei 15 Ampere — wenig, wenn überhaupt eine, selektive Emission in diesem Gebiet aufweist.

Ich untersuchte darauf die Emission reinen Graphits (von Acheson). Der Gleichstrombogen wurde mit Schwierigkeiten unterhalten und konnte nicht länger als 4 bis 5 mm gemacht werden. Figur 2 gibt die Beobachtungsergebnisse über die Emission reinen Graphits im Gebiet von 4,5 μ wieder. Auf die Reinheit dieses Materials kann man aus dem Fehlen der Natriumlinien schließen; es waren nur die violetten Kohlebanden sichtbar. Die unteren Kurven gelten für eine Stromstärke von 7 Ampere (in einem Stromkreis von 120 Volt), während sich die beiden oberen Kurven auf eine Stromstärke von 8 Ampere beziehen. Alle diese Kurven wurden unter verschiedenen Bedingungen erhalten. Wegen der Schwierigkeit, welche die Unterhaltung eines ruhigen Bogens bot, versuchte ich es gar nicht, eine starke Emissionsbande, die sich von 1,2 μ bis 1,7 μ erstreckt, und eine zweite Bande, die sich von 2 μ bis 3 μ erstreckt, aufzuzeichnen. Die letztgenannte Bande ist die, welche beim Metallbogen immer beobachtet wird, und welche man allgemein Oxyden zuschreibt.

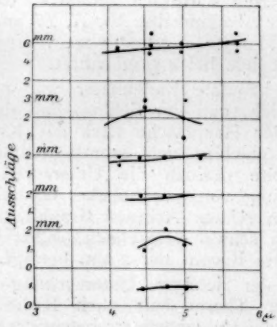

Fig. 2. Emission des Graphitbogens bei 7 Ampere.

Es ist zu bemerken, daß die Ausschläge nur einige wenige Millimeter betragen gegenüber den großen Ausschlägen bei Anwesenheit von Metallsalzen.

Ich untersuchte alsdann den Graphitbogen bei Anwendung eines Stromes von 4 Ampere. Die Länge des auf den Spektrometerspalt entworfenen Bildes des Bogens — sie war auch die Länge des Bogens selbst — betrug nur 2 bis 3 mm. Der Bogen war sehr unruhig, und es war schwierig, ihn brennend zu erhalten. Die Ergebnisse sind in Figur 3 dargestellt, und zwar durch die Kurven *a* (Stromstärke 4 Ampere) und *d*. Die Kurve *a* bezieht sich auf eine Bogenlänge von 2 mm, während die Kurve *d* einer Länge von ungefähr 5 mm entspricht. Bei dem kürzeren Bogen ist das Maximum nach der Seite der größeren Wellenlängen hin verschoben.

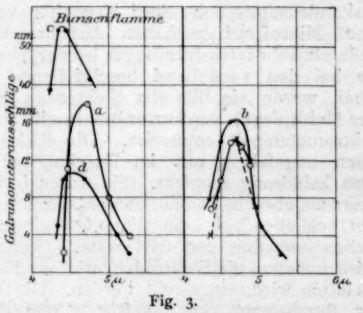

Fig. 3.

a) Emissionsspektrum des Graphitbogens (4 Ampere).
b) Emissionsspektrum des Graphitbogens (—Elektrode aus Gaskohle).

Die Kurve *b* in derselben Figur gibt die Emission für den Fall wieder, daß die kalte (negative) Elektrode aus einer Gaskohle (mit weichem Kern) und die positive Elektrode aus reinem Graphit bestand. Die Stromstärke wurde von 5 bis 6 Ampere variiert, und die Länge des Bogens betrug 4 bis 5 mm. Es findet sich ein Emissionsmaximum bei 4,6 μ, wie dies auch bei zwei Graphitelektroden gefunden wurde. Um die Vergleichung der Lage und Intensität zu ermöglichen, habe ich in der Kurve *c* derselben Figur 3 die Emissionsbande des Kohlendioxyds in einem Bunsenbrenner wiedergegeben. Aus den mit reinem Graphit gewonnenen Versuchsergebnissen geht hervor, daß eine scharfe Emissionsbande bei 4,65 μ (bei längerem Bogen bei 4,55 μ) auftritt, wo früher, bei größerer Stromstärke, keine gefunden worden war. Da die Beobachtungen sich über dasselbe Gebiet von Bogenlängen erstrecken, so scheint es fast, daß das Auftreten der Emissionsbande von der Stromstärke abhängig ist, und daß sie bei schwacher Stromstärke am stärksten ist. Das ist sicherlich auffällig. Die Beobachtungen am Graphit wurden schnell hintereinander an demselben Tage so ausgeführt, wie sie hier mitgeteilt worden sind, und da an der Apparatur keinerlei Änderungen vorgenommen worden sind, so kann man das Fehlen einer Emissionsbande bei einer Stromstärke von 7 Ampere nicht auf eine fehlerhafte Einstellung zurückführen. Führt man das

Auftreten der Emissionsbanden bei Gegenwart von Metallsalzen auf irgendwelche durch die Anwesenheit dieser Metalle verursachte „katalytische" Wirkung zurück, so wird der Sachverhalt dadurch nicht viel klarer.

Paschen hat zuerst die Beobachtung gemacht, daß die Emissionsbande des Kohlendioxyds bei 4,3 μ mit steigender Temperatur nach der Seite größerer Wellenlängen hin wandert. Zu jener Zeit war die Dissoziation des Kohlendioxyds nur wenig erforscht. Da die Absorptionsbande des Kohlendioxyds bei 4,3 μ und die des Kohlenmonoxyds bei 4,6 μ liegt, so wird man erwarten, daß, wenn die Emissionsbande von einer reinen Wärmewirkung herrührt, das Maximum der Emissionsbande des CO_2 mit steigender Temperatur und daraus sich ergebender Dissoziation des CO_2 in CO, sich gegen das des CO hin verschieben wird. Ich habe diese Emissionsbande des CO_2 unter verschiedenen Temperaturverhältnissen beobachtet. Im Emissionsspektrum der Hefnerlampe fand ich sie bei 4,36 μ. Im Bogenspektrum der früher untersuchten Metallsalze fand ich sie bei 4,52 μ. In der Strahlung von Vakuumröhren mit CO und CO_2 wurde das Maximum bei 4,75 μ gefunden. In der Acetylenflamme zeigte es sich bei 4,4 μ, während es bei der vorliegenden Untersuchung bei 4,55 μ bis 4,65 μ auftritt. Ich habe stets gemeint, daß diese Wanderung des Emissionsmaximums mit steigender Temperatur auf Dissoziation von CO_2 zu CO beruht, und bisher sind noch keine Ergebnisse gefunden worden, welche diese Annahme zu widerlegen vermöchten. Die Strahlung der Vakuumröhre mit CO und CO_2, bei welcher die Maxima der Emission für beide Gase an derselben Stelle auftreten, schien hierfür beweisend. Die jetzt vorliegenden Ergebnisse liefern einen weiteren Beweis dafür, daß die Erscheinung auf Dissoziation beruht. Verwendet man nämlich einen Graphitbogen von 4 Ampere, wo der Bogen kurz und am heißesten ist, so tritt das Maximum bei 4,65 μ auf. Wenn man in den Bogen die Salze der Metalle einführt, so werden sie ionisiert, und das Metall trägt dann den größeren Teil des Stromes. Der Widerstand verringert sich, und infolgedessen sinkt die Temperatur (und die Dissoziation des CO_2). Hier liegt das Maximum bei einer kürzeren Wellenlänge, entsprechend einer geringeren Dissoziation von CO_2. Während gewisse Punkte hierdurch erklärt werden, so vermag dieser Umstand doch nicht, das Fehlen einer Emissionsbande in dem Falle zu erklären, daß die Stromstärke groß, 8 bis 15 Ampere, ist. Es scheint kaum zulässig, anzunehmen, daß bei dieser hohen Temperatur weder CO noch CO_2 gebildet wird, und daß die Elektrode in Form von Dampf verschwindet, trotzdem ich am Schlusse meiner früheren Untersuchung über den Kohlebogen diese Annahme gemacht habe.

Die Änderung in der Dichte der Gase in beiden Fällen kann die Beobachtung nicht erklären, denn selbst die geringste Menge CO und CO_2 vermag merkliche Strahlung auszusenden, wie bei den Versuchen mit der Vakuumröhre gefunden wurde. Im großen ganzen ist der Mechanismus, welcher diese Strahlung hervorbringt, nicht klar, und es wird weiterer Versuche bedürfen, um einen Einblick in diese Dinge zu gewinnen.

Die Untersuchungen von Moll.

Während ich die vorstehend mitgeteilten Versuche über den Kohlebogen zum Abschluß brachte, erschienen die Untersuchungen von Moll[1]) über ultrarote Metallspektren im Druck. Herr Moll untersuchte die Emissionsspektren der Salze der Metalle *Na*, *K*, *Rb* und *Cs* im Kohlebogen und bediente sich für diesen Zweck eines Steinsalzprismas, einer Thermosäule und einer selbsttätigen Anordnung zur Aufzeichnung der Galvanometerausschläge. Sein Apparat war etwas empfindlicher als das früher von mir benutzte Radiometer, während seine Dispersion fast zweimal so groß war. Außerdem war er durch seine selbsttätige Anordnung in der Lage, das Gebiet jenseits 2 μ gründlicher zu untersuchen, als dies bei subjektiver Beobachtung möglich war. Es gelang ihm, in dem Gebiet von 2 μ bis 4 μ die Emission in getrennte Banden aufzulösen, welche ich infolge der geringen Ausschläge und der begrenzten Anzahl von Beobachtungen als ein kontinuierliches Spektrum verzeichnet habe. Er fand die Bande für CO_2 bei 4,44 μ, wenn er die Salze im Bogen verwandte, sowie mit Kohleelektroden verschiedener Arten. Sein selbsttätiger Apparat vermochte bei der Aufnahme dieses Gebietes zu leisten, was physischer Ausdauer kaum möglich sein würde. Herr Moll veröffentlicht keine Kurven für die Kohleelektroden, gibt aber beträchtliche Ausführungen über den Umstand, daß er in jedem Falle eine Emissionsbande von CO_2 beobachtet hat, während ich diese Bande nicht gefunden habe, sofern ich nicht Salze im Bogen verwandte. Aus den oben angeführten Beobachtungen über die Strahlung des Graphits erhellt, daß die Bedingungen in den beiden Fällen verschieden waren. Im großen ganzen habe ich dieselben Erscheinungen beobachtet wie Herr Moll. Herr Moll hat jedoch bei seinen Ausführungen den Punkt außer acht gelassen, auf den ich Nachdruck gelegt habe, nämlich daß die Gruppe

1) W. J. H. Moll, Onderzoek van ultra-roode spectra. Diss. Utrecht, 1907. Proc. Amsterdam Acad., 21. Febr. 1907.

von Emissionsbanden der Metalle bei 0,76 μ bis 1 μ — gleichviel ob die Energie bei 2 μ bis 4 μ einen Komplex kleiner Emissionsbanden darstellt oder nicht — die intensivste im ganzen Spektrum ist und daher auf eine viel höhere Temperatur hindeutet, — sofern die Strahlung rein thermaler Natur ist —, als sich ergeben würde, wenn die Gruppe von Emissionsbanden bei 2 μ bis 4 μ die intensivere wäre.

Washington D. C.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 18. November 1907.)

Strahlung bei Zimmertemperatur.

Von W. W. Coblentz.

Die Energieverteilung im Spektrum eines vollkommenen Strahlers ist für Temperaturen zwischen 373° und 1800° abs. bestimmt worden, und die Konstante des „Verschiebungsgesetzes"

$$\lambda_{Max} \cdot T = A$$

ist zu 2930 gefunden worden. (2940 nach Lummer und Pringsheim; 2920 nach Paschen). Für blankes Platin beträgt der Wert dieser Konstanten ungefähr 2630. Die Messungen von Lummer und Kurlbaum[1]) ergeben, daß bei niederen Temperaturen (492° abs.) das Emissionsvermögen des Eisenoxyds 0,3 ist, während blankes Platin nur etwa 0,04 von dem eines vollkommenen Strahlers bei derselben Temperatur besitzt. Auf die spektrale Verteilung der Strahlung bei niederen Temperaturen ist nur wenig Aufmerksamkeit verwandt worden. Das kommt zum Teil daher, daß es nicht tunlich ist, die Temperatur des Strahlungsmessers unter die des Zimmers herabzusetzen. Das Problem wird dadurch umgekehrt, insofern als man den Strahlungsmesser (Bolometer, Radiometer, Thermosäule) gegen den Körper hin strahlen läßt, der im allgemeinen die Strahlungsquelle darstellt, und der sich auf viel tieferer Temperatur befindet. Die erste derartige Untersuchung wurde von Langley[2]) ausgeführt. „Der strahlende Körper war das Bolometer selbst bei einer Temperatur von — 2° C, und die bestrahlte Strahlungsquelle war ein Gefäß mit Schnee und Kochsalz auf — 20° C. Dadurch wurde die Energieverteilung im Spektrum einer Oberfläche bestimmt, die sich unterhalb des Gefrierpunktes des Wassers befand." Langley fand den größten Galvanometerausschlag in der Gegend von 8 μ; er fügt aber hinzu, daß „die Lagenbestimmung des Maximums sich auf eine einzelne ziemlich genaue Beobachtung stützt, welche noch der Korrektion bedarf". Er fügt weiter hinzu, daß bei dieser Temperaturdifferenz von — 18° das Maximum zwischen 10 μ und 11 μ liegen müßte. Das würde heißen, daß eine Unklarheit über den tatsächlich stattfindenden Vorgang bestanden hat. Die Energie, welche das Gefäß mit Eis und Salz ausstrahlt, ist sehr klein gegenüber der Energiemenge, die es von dem Bolometer absorbierte. Die beobachteten Galvanometerausschläge sind daher ein Maß für die Strahlung, welche das Bolometer gegen das Gefäß mit Schnee und Eis hin ausstrahlt, und das beobachtete Maximum bezieht sich auf eine Temperatur von — 2° und nicht auf eine solche von — 18° C. Da sich jedoch ein Bolometerfaden immer auf einer höheren Temperatur befindet als die ihn umgebende Atmosphäre, so ist es durchaus wahrscheinlich, daß, obschon die Beobachtungen bei einer Witterung von 0° gemacht wurden, das beobachtete Maximum wirklich von einer höheren Temperatur der Strahlungsquelle (Bolometerfaden) herrührt als — 2° C. In der Tat ist es nach dem damals noch unbekannten „Verschiebungsgesetz" und nach unserer heutigen Kenntnis von der Strahlung verschiedener Oberflächen durchaus möglich, daß die Temperatur des Bolometers selbst 20 bis 30° C betrug.

Mendenhall und Saunders[1]) erklären, daß sie die Energiekurve eines vollkommenen Strahlers bei — 90° C gefunden haben. Nach ihrer Erörterung über die Energiekurve eines Körpers bei der Temperatur der siedenden flüssigen Luft, wo das Emissionsmaximum bei 30 μ liegen müßte (was natürlich möglich ist, falls man die Temperatur des Radiometers unter diesen Punkt herabsetzen könnte, um Messungen auszuführen), scheint es, als ob sie gleichfalls ihre Strahlungskurve als von dem Bolometerstreifen herrührend angesehen haben. Überdies ist die Verwendung eines Bolometers zur Bestimmung einer Energiekurve bei tiefer Temperatur, wo das Bolometer selbst zur Strahlungsquelle wird, nicht sehr zuverlässig, weil die Temperatur des strahlenden Streifens sich nicht bestimmen läßt. Lummer und Pringsheim[2]) erhielten einen Teil der Kurve für die spektrale Verteilung der Energie eines Schirmes bei Zimmertemperatur, den sie während ihrer Strahlungsversuche benutzten. Die erste wirklich klare Auseinandersetzung über den Gegenstand rührt von Stewart[3]) her. Stewart fand die Kurve für die spektrale Energieverteilung eines Nichols'schen Radiometers, das einem Emp-

1) Lummer und Kurlbaum, Verh. Phys. Ges. Berlin, 17, 110, 1898.

2) Langley, Sill. Journ. **31**, 1, 1886.

1) Mendenhall and Saunders, Astrophys. Journ. **13**, 25, 1901.

2) Lummer und Pringsheim, Verh. D. Phys. Ges. **2**, 163, 1900.

3) Stewart, Phys. Rev. **17**, 476, 1903. (Daselbst sind die Figuren 4 und 6 vertauscht.)

fänger auf der Temperatur der flüssigen Luft zustrahlte. Die größten Ausschläge, welche er beobachtete, betrugen 4 mm. Die Temperatur des Zimmers (und der Radiometerflügel) war 24° C oder 297° abs. Das beobachtete Maximum seiner Energiekurve nach Einführung der Korrektion für die Spaltbreite tritt bei 9,2 μ auf, während aus dem „Verschiebungsgesetz", unter Zugrundelegung der Temperatur von 297° abs. und des Wertes $A = 2920$ berechnet, das Maximum sich bei 9,8 μ finden sollte. Berechnet man den Wert der Konstanten A aus den beobachteten λ_{max} und T, so ergibt sich $A = 2722$, also ein Wert, der um ungefähr 6 v. H. niedriger ist als der für einen vollkommenen Strahler. Nach Versuchen über die Strahlung von ebenen Flächen, wie ein Radiometerflügel, ist diese Abweichung von der Strahlung eines vollkommenen Strahlers zu erwarten. Dann wird auch diese Form der Strahlung durch das Fenster vor dem Radiometerflügel kompliziert. Im allgemeinen würde das Material, welches zwischen die Strahlungsquelle und den Empfänger tritt, keinen Einfluß haben. Ich habe indessen bei sehr empfindlichen Radiometern gefunden, daß die Ungleichheit in der Strahlung vom Radiometerfenster eine große Wirkung auf die Stellung der Flügel hat. In welchem Maße dieser Umstand aber im vorliegenden Falle gerade auf die Flügel wirken würde, ist nicht bekannt.

Bei der jetzigen Untersuchung ließ ich eine Rubenssche Thermosäule mit 20 Eisen-Konstantan-Lötstellen gegen ein Kupfergefäß auf der Temperatur der flüssigen Luft strahlen. Zur Erzeugung des Energiespektrums benutzte ich ein Spiegelspektrometer mit Steinsalzprisma. Die einzigen Veränderungen, die ich anbrachte, bestanden darin, daß ich den bei der früheren Arbeit benutzten Nernstschen Glühkörper durch einen Spiegel von kurzer Brennweite ersetzte, welcher ein Bild vom Grunde des auf der Temperatur der flüssigen Luft befindlichen Gefäßes auf den Spektrometerspalt entwarf, wie dies aus der Figur 1 ersichtlich wird. Das in Verbindung mit der Thermosäule benutzte Galvanometer hatte eine Empfindlichkeit von $i = 2 \cdot 10^{-10}$ Ampere und eine volle Periode von ungefähr 12 Sekunden. Die Ausschläge waren sehr unstetig wegen der durch die Verdampfung der flüssigen Luft verursachten Luftströmungen. Die Thermosäule wurde an die Stelle gebracht, welche früher von dem Radiometer eingenommen worden war, und wurde von dem inneren Metallschirm mit einem Schlitz von 1×15 mm Fläche bedeckt. Das Ganze wurde in ein Metallrohr eingeschlossen, das mit Filz bedeckt war. Dieses bildete einen vollkommeneren schwarzen Körper als man mit einem Radiometer erzielen kann. Der Empfänger, gegen den die Thermosäule strahlte, bestand aus einem dünnen, zylindrischen Kupfergefäß von ungefähr 4 cm Durchmesser und 12 cm Länge. Es war innen mit Kupferoxyd und Lampenruß überzogen und hing in einem Gefäß mit flüssiger Luft, wie Figur 1 zeigt. Der Empfänger wurde feststehend erhalten und die Höhe des Gefäßes mit flüssiger Luft reguliert. Die Temperatur änderte sich so schnell, daß es erforderlich war, mit den Ablesungen zu beginnen, wenn die flüssige Luft gerade den Boden des Gefäßes berührte. Dann wurden gut übereinstimmende Resultate erhalten. Die Beobachtungsergebnisse sind in Figur 2 aufgetragen. Kurve a ist nach den

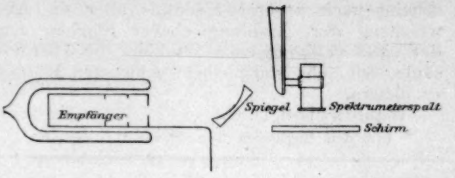

Fig. 1.

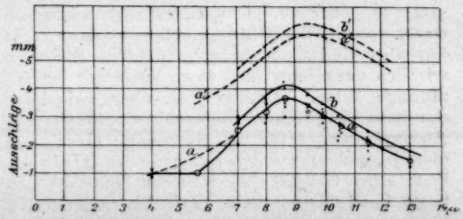

Fig. 2. Emissionsspektrum einer Rubensschen Thermosäule (Temp. = 21° C).

Mittelwerten der Beobachtungen gezeichnet, während Kurve b nach den höchsten beobachteten Werten gezeichnet ist. Die beiden Kurven stimmen gut miteinander überein, wenn man die Schwierigkeiten der Beobachtungen in Betracht zieht. In der Gegend von 6 μ verminderte die Absorption in der Atmosphäre die Ausschläge.

Die Kurven a' und b' sind die beiden tieferen Kurven, die man nach Anbringung der Korrektion für die Änderung der Spaltbreite erhält, d. h. wenn man sie auf ein normales Spektrum umrechnet. Das Maximum dieser Strahlungskurven liegt bei ungefähr 9,6 μ. Die Temperatur der Thermosäule betrug 21° C oder 294° abs. Setzt man diese Werte in die „Verschiebungsformel" ein, so ergibt sich die Konstante $A = 2822$. Dieser Wert ist ungefähr 3 v. H. kleiner als der für einen solchen würde das Maximum ungefähr bei 9,95 μ auftreten. Im ganzen

scheint nach unserer Kenntnis über die Abweichung der Strahlung ebener Flächen von der eines vollkommenen Strahlers die Thermosäule sich sehr stark einem schwarzen Körper zu nähern.

Washington D. C.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 18. November 1907.)

Zum Gesetze von Dulong und Petit

(Antwort an Herrn P. Rohland.)

Von Albert Wigand.

Auf die Ausführungen von Hrn. P. Rohland[1]) im Anschluß an meine Diskussion der Gültigkeitsbedingungen des Gesetzes von Dulong und Petit[2]) möchte ich folgendes antworten:

Daß Hr. Rohland ganz unabhängig von Planck auf den Gedanken gekommen ist, das Dulong-Petitsche Gesetz durch die Wechselwirkung zwischen dem Äther und den Atomen zu deuten[3]), habe ich nicht bestritten und gestehe es gerne zu. Das ändert aber nichts an der Tatsache, daß Planck schon vorher nicht nur den Gedanken gehabt, sondern ihn auch wirklich ausgeführt hat, wenn auch nur für einatomige Gase. Damit war aber prinzipiell der neue Weg schon eingeschlagen; denn vom Atomwärmengesetze für einatomige Gase, das man ja auch unter dem Namen des Dulong-Petitschen Gesetzes im weiteren Sinne mit einbegreift, ist nur noch ein Schritt bis zu den festen Körpern. Hr. Rohland hat also auf den bereits von Planck eingeschlagenen Weg hingewiesen, ohne ihn jedoch selbst zu beschreiten.

Meine Behauptung von der „teilweisen" Richtigkeit des Rohlandschen Gedankens sollte, wie auch kaum mißzuverstehen war, sagen: Das Prinzip dieser neuen Begründung mag immerhin richtig sein, nicht jedoch die Vorstellung, daß „die Größe der materiellen Partikelchen sehr klein ist gegenüber ihrem gegenseitigen Abstande". Denn es ist allerdings ein Ergebnis auf experimenteller Grundlage und keine bloße „Annahme" Traubes[4]), daß der von den Atomen selbst erfüllte Raum bei festen Körpern und Flüssigkeiten etwa 10 bis 100mal so groß ist wie das Kovolumen, d. h. der für die Bewegungen der Atome disponible Raum. Traubes Berechnungen lassen also zuverlässig erkennen, wie klein der freie Raum zwischen den Atomen ist, in den ein anderes Atom eventuell eindringen könnte.

Die Auffassung von Hrn. Rohland ist einem populären Vortrage von G. Mie über die Eigenschaften des Äthers entnommen und beruht, auch nach der Meinung von Hrn. Mie, die er so freundlich war, mir auf meine Bitte mitzuteilen, lediglich auf einem Mißverständnisse. Die Materie kann sich dem Äther gegenüber doch recht wohl wie ein Netz verhalten, ohne daß damit über die Durchmesser der Atome und ihrer Zwischenräume etwas ausgesagt zu sein braucht.

Dresden, Physik. Inst. der Techn. Hochschule, im November 1907.

(Eingegangen 19. November 1907.)

1) P. Rohland, diese Zeitschr. **8**, 512, 1907.
2) A. Wigand, diese Zeitschr. **8**, 344, 1907.
3) P. Rohland, diese Zeitschr. **7**, 832, 1906.
4) J. Traubè, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **3**, 168, 1906; Ann. d. Phys. **22**, 519, 1907.

Untersuchungen über Härteprüfung und Härte.

(Vorläufige Mitteilung.[1]))

Von Eugen Meyer.

Bei der großen Verbreitung, welche die Brinellsche Kugeldruckprobe zur Härtebestimmung[2]) in der Materialprüfung gewonnen hat, war es wünschenswert, dieses Verfahren eingehenden Versuchen zu unterziehen, um über dessen Grundeigenschaften, über die Abhängigkeit der Härtezahl von der Belastung und dem Durchmesser der verwendeten Kugeln Klarheit zu gewinnen. Ein weiterer Zweck der Versuche war die vergleichende Untersuchung der wichtigsten gebräuchlichen Verfahren: des von Föppl und Schwerd angegebenen Zylinderdruckverfahrens, der Martensschen Ritzhärteprüfung und des Kegeldruckverfahrens, um festzustellen, ob die nach ihrer Kugeldruckhärte geordneten Stoffe diese Reihenfolge auch bei anderen Verfahren beibehalten oder ob die verschiedenen Bestimmungsmethoden auch verschiedene Härteskalen zu Folge haben.

Bei allen Verfahren ist die maßgebende Größe zur Beurteilung der Versuchsergebnisse der mittlere spezifische Druck p_m, der infolge des Einpressens der Kugel, des Kegels oder infolge Aufeinanderpressens der beiden Zylinder in der entstandenen Druckfläche herrscht und der durch

$$p_m = \frac{P}{\frac{\pi d^2}{4}}$$

gegeben ist, sofern P die Belastung der Kugel,

1) Diese vorläufige Mitteilung ist ein von dem Mitarbeiter des Verfassers Herrn Dipl.-Ing. Kürth abgefaßter Auszug aus der ausführlichen Arbeit, die in der Zeitschr. des Vereins deutsch. Ing. demnächst erscheinen wird.
2) S. Über die neueren Methoden der Härteuntersuchung, diese Zeitschr. **8**, 417, 1907.

des Kegels oder der Zylinder und d den Randdurchmesser des Eindruckes bezeichnen. Die Einführung des so definierten Eindruckwiderstandes mit seinem klaren physikalischen Sinn, im Gegensatz zu dem Vorschlage von Brinell und Ludvik, als Maß der Härte den Quotienten zwischen Belastung und sphärischer Oberfläche des Kugeleindruckes bezw. Mantelfläche des Kegeleindruckes zu bezeichnen, erscheint um so berechtigter, als die Härtezahlen, die unter Einführung der Oberflächen statt der Projektionen der Eindrücke berechnet werden, das auch ohnedies komplizierte Bild der Änderung des Eindringwiderstandes, wie weiter unten gezeigt wird, unnötiger- und unberechtigterweise verwirren.

Die Versuche sollten zunächst die Abhängigkeit des Eindruckdurchmessers (d) und des mittleren Druckes (p_m) vom Durchmesser (D) der verwendeten Kugel feststellen.

Die Versuche, die mit 5, 7,5, 10, 15 und 20 mm-Kugeln an Kupfer, Flußeisen und Gußeisen durchgeführt wurden, ergaben, daß man mit Kugeln von verschiedenem Durchmesser dieselben mittleren Drucke P_m (Härtezahlen) erhält, wenn sie stets bis zum selben Eindruckwinkel (φ) in die Oberfläche des Stoffes gedrückt werden. Die Fig. 1 zeigt, daß die als Ordinaten in Funktion des Eindruckwinkels aufgezeichneten mittleren Drucke für die 5, 7,5, 10, 15 und 20 mm-Kugel für dasselbe Material in eine und dieselbe Kurve fallen. Dieser Zusammenhang folgt übrigens unmittelbar aus dem Gesetz der proportionalen Widerstände, kann mithin als eine Bestätigung desselben angesehen werden. Der mittlere Druck läßt sich unter Berücksichtigung der Beziehung $d = D \sin \frac{\varphi}{2}$ in der Form

$$p_m = \frac{P}{\frac{\pi}{4} D^2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

ausdrücken. Wenn also der mittlere spez. Druck nur vom Eindruckwinkel φ abhängt, so folgt, daß also für beliebige Belastungen und Kugeldurchmesser die Werte $\frac{P}{D^2}$ eine und dieselbe Funktion von p_m ergeben:

$$\frac{P}{D^2} = f(p_m).$$

In dieser Fassung hat Stribeck (Z. d. V. d. Ingenieure 1907, Nr. 37—39) das Gesetz ausgesprochen. Es besagt, daß verschiedene Kugeln dieselben Härtezahlen p_m ergeben, wenn die Belastungen sich umgekehrt, wie die Quadrate der Kugeldurchmesser, verhalten.

Weitere Versuche sollten über die Abhängigkeit des Eindruckdurchmessers d von der Belastung P bei gleichem Kugeldurchmesser Klarheit schaffen. Für eine große Zahl der verschiedensten Metalle und Legierungen wurde der Eindruckdurchmesser bei verschiedenen Belastungen der Kugel, in der Regel zwischen 100 und 3000 kg, bei einigen Stoffen sogar zwischen 4 kg und 6000 kg ermittelt.

In Fig. 2 sind für 14 verschiedene Materialien die durch den Versuch erhaltenen Werte des Eindruckdurchmessers d in Funktion der Belastung P aufgetragen. Die erhaltenen sehr regelmäßigen Kurven lassen sich, wie eine logarithmisch-graphische Darstellung zeigt, stets in der Gleichung

$$P = a d^n$$

wiedergeben. Dieselbe Gesetzmäßigkeit fand Föppl für seine Zylinderdruckproben (Mitteilungen aus dem mech.-techn. Lab. München, Heft 21). a und n bezeichnen hierbei zwei Konstanten, die bei dem Kugeldruckverfahren für dieselbe Kugel, solange diese nur elastische Formänderungen erleidet, ausschließlich vom untersuchten Material abhängen. Die Konstante n ist bei ein und demselben homogenen Material innerhalb der Versuchsergebnisse auch vom Durchmesser der verwendeten Kugel unabhängig. Denn wird bei demselben Material für die Kugeldurchmesser D_1 bezw. D_2 der Zusammenhang zwischen Kugelbelastung und

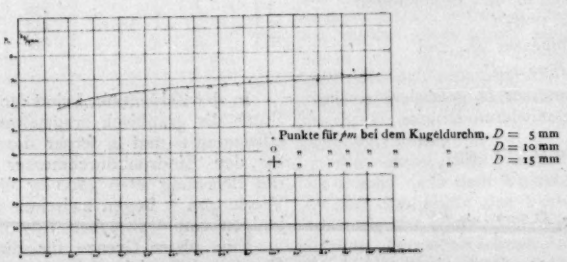

Fig. 1. Vergleich der Kugeldruckprobe bei verschiedenem Kugeldurchmesser für Kupfer.

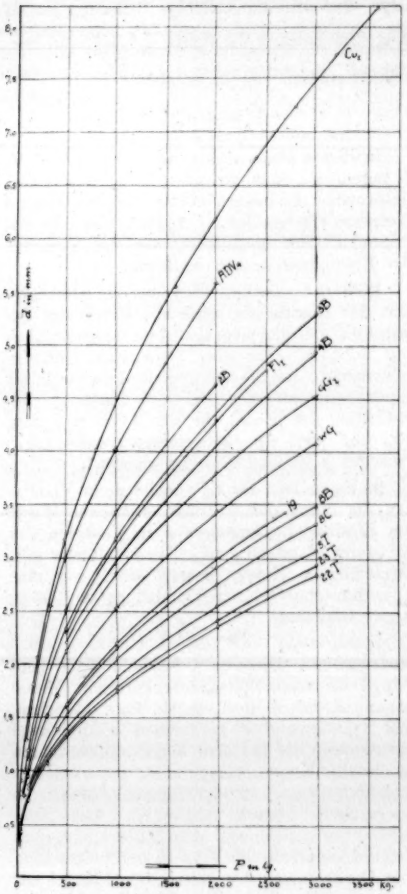

Fig. 2. Zusammenhang zwischen Eindruckdurchmesser und Belastung bei der Brinellschen Kugeldruckprobe.

Eindruckdurchmesser in den Beziehungen

$$P = a_1 d^{n_1}$$

für den Kugeldurchmesser D_1, und

$$P = a_2 d^{n_2}$$

für den Kugeldurchmesser D_2 gefunden, so sind die entsprechenden mittleren Drucke

$$p_{m_1} = \frac{4}{\pi} a_1 D_1^{n_1 - 2} \left(\sin \frac{\varphi}{2}\right)^{n_1 - 2}$$

und

$$p_{m_2} = \frac{4}{\pi} a_2 D_2^{n_2 - 2} \left(\sin \frac{\varphi}{2}\right)^{n_2 - 2}.$$

Das Gesetz $\frac{P}{d^2} = f(p_m)$ verlangt nun, daß für gleiche Eindruckwinkel die mittlere spez. Pressung für beide Kugeln gleich werde; das kann für beliebige Zentriwinkel offenbar nur der Fall sein, wenn

$$n_1 = n_2$$

ist. —

Die Konstante a ändert sich hingegen mit dem Durchmesser der Kugel, und zwar ist

$$a_2 = a_1 \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^{n-2}.$$

Bei allen Stoffen, bei denen

$$n - 2 > 0$$

ist, nimmt daher a mit wachsendem Kugeldurchmesser ab.

Zahlentafel I.

Bezeichnung	Material	Werte für die Konstanten		Härte für den Eindruckdurchmesser $d = 1$ mm	Härte für die Belastung $P = 3000$ kg
		a	n	kg/qmm	
Bl	Blei	20,3	191	25,8	—
Al	Aluminium	28,5	2,07	36,3	42,4
ADV_4	Aluminium-Legierung I	39,0	2,26	49,7	81,6
AD	„ „ II	41,0	2,26	52,3	85,6
C_3	Zinklegierung	49,5	2,17	63,1	87,0
Cu I	Walzkupfer I	45,0	2,085	57,3	68,3
Cu II	„ II	76,0	2,05	96,8	106,2
M	Messing	100,0	2,13	127,3	156,7
GW	Weißgußeisen	116,0	2,31	147,8	229,2
GG I	Graugußeisen I	81,0	2,38	103,1	181,7
GG II	„ II	92,5	2,21	117,1	164,0
Fl I	Flußeisen I	78,5	2,18	100,0	135,3
Fl II	„ II	80,0	2,22	101,8	145,6
Fl III	„ III	143,0	2,14	182,3	222,0
Fl IV	„ IV	73,5	2,22	93,7	135,0
St	Stahl	174	2,20	221,6	283,0
2 B	Eisen-Nickel-Legierung	67,0	2,22	85,4	124,0
3 B	„ „ „	76,0	2,22	96,8	144,5
4 B	„ „ „	84,8	2,28	108,0	166,7
5 B	„ „ „	86,5	2,20	110,1	152,0
7 B	„ „ „	174,0	2,22	221,2	294,0
8 B	„ „ „	167,0	2,32	213,0	316,0
10 B	„ „ „	95,0	2,35	121,0	203,0
19	„ „ „	170,0	2,29	216,5	310,0
8 C	„ „ „	186	2,30	236,8	338,0
5 T	„ „ „	230	2,32	293,0	420,0
22 T	„ „ „	258	2,32	329,0	464,0
23 T	„ „ „	270	2,26	344,0	452,0

In der Zahlentafel I sind für 28 verschiedene Stoffe die graphisch ermittelten Werte der Koeffizienten a und n, ferner die Härtezahlen (p_m) für den Eindruckdurchmesser $d = 1$ mm und die Belastung $P = 3000$ kg eingetragen. Die Werte von a liegen zwischen 20 und 254, diejenigen von n zwischen 1,97 und 2,38.

Eine obere Grenze für die Gültigkeit des Gesetzes läßt sich nicht angeben. Für Kupfer wurden die Versuche mit einer 10 mm-Kugel

bis 5000 kg fortgesetzt, was einem Eindruckdurchmesser von 9,53 mm entsprach, trotzdem galt das Gesetz. Für die untere Grenze kann etwa $d = 0{,}9$ mm angegeben werden.

Bei sämtlichen untersuchten Stoffen, mit Ausnahme von Blei, war der Exponent in der Gl. $P = a d^n$ $n > 2$, mithin $n - 2$ positiv. Nachdem nun der mittlere Druck in der Form

$$p_m = \frac{P}{\pi d^2} = \frac{4}{\pi} a d^{n-2} = \frac{4}{\pi} a^{\frac{2}{n}} P^{\frac{n-2}{n}}$$

geschrieben werden kann, so folgt mit $n - 2 > 0$, daß der mittlere Druck oder die Härte mit Zunahme des Eindruckdurchmessers und mit Zunahme der Belastung stetig wächst, ohne innerhalb der Versuchsgrenzen einen Höchstwert zu erreichen. Die Zunahme des mittleren Druckes ist um so größer, je größer n ist; $n = 2$ bedeutet, daß p_m für sämtliche Eindruckdurchmesser und für sämtliche Belastungen unverändert bleibt. Recht deutlich zeigt diese Abhängigkeit des Wachstums der Härte von n die Figur 3, in der für $n = 2{,}0$, 2,1, 2,2, 2,3 und 2,4 die Werte p_m in Funktion des Eindruckdurchmessers aufgetragen sind, wobei die Härte für den Eindruckdurchmesser $d = 1$ als Einheit gesetzt wurde. Es ist ersichtlich, daß ein Vergleich der Härten verschiedener Stoffe durch eine Zahl gar nicht angegeben werden kann, wenn n für die beiden Stoffe verschieden ist. Vergleicht man z. B. die Härtezahlen verschiedener Stoffe, die auch verschiedene Exponenten n besitzen, für den Eindruckdurchmesser $d = 1$ mm und stellt hiernach eine Härtereihe auf, so erhält man für dieselben Materialien, wenn nunmehr ihre Härtezahlen für $P = 3000$ kg verglichen werden, unter Umständen eine gänzlich andere Reihenfolge. Sehr anschaulich hat dies Prof. Meyer in der hier wiedergegebenen Figur 4 gezeigt, in welcher die Werte für den

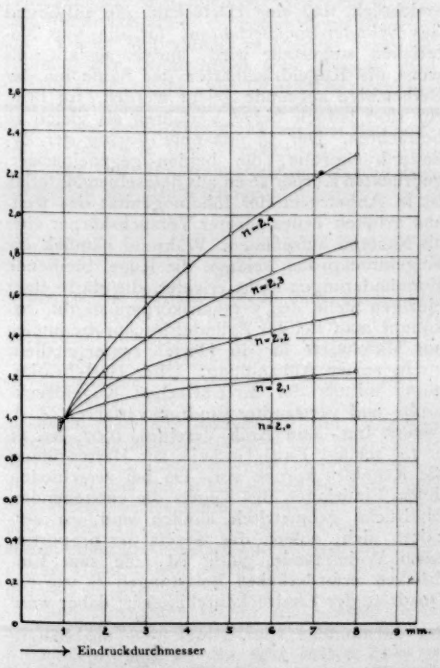

Fig. 3. Abhängigkeit der Härtezahl p_m von dem Eindruckdurchmesser bei verschiedenen Werten der Konstanten n.

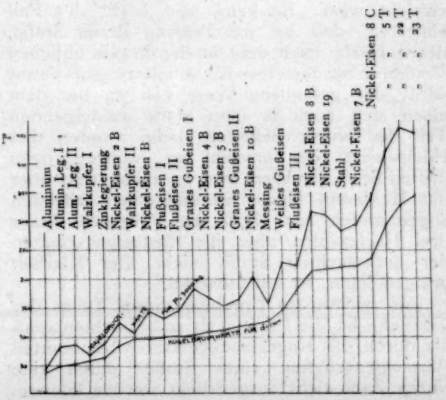

Fig. 4. Vergleich der Härtezahlen für verschiedene Materialien auf 1 mm Eindruckdurchmesser und auf 3000 kg Belastung bezogen.

mittleren Druck p_m bei $d = 1$ mm Eindruckdurchmesser als Ordinaten aufgetragen sind, wobei die untersuchten Stoffe sich nach ihren Härten für den Eindruckdurchmesser $d = 1$ mm aneinander reihen. Auf dieselben Ordinaten wurden nun die Kegeldruckhärten für $P = 3000$ kg eingezeichnet. Während die Punkte der ersteren Härten einen stetig steigenden Linienzug bestimmen, zeigt der zweite bald steigende, bald fallende Linienzug, daß die Härteordnung der Stoffe, wenn man ihre Härten bei der Kugelbelastung 3000 kg zugrunde legt, eine ganz andere ist.

Wie schon oben erwähnt, benutzt man in der Praxis nach dem Vorschlage von Brinell als Maß der Härte das Verhältnis der Kugelbelastung zur sphärischen Oberfläche des Eindruckes. Die so berechnete Härtezahl ist kleiner als der mittlere Druck p_m, und zwar um so kleiner, je tiefer die Kugel in das Material

dringt, denn um so rascher nimmt die sphärische Oberfläche im Vergleich zur Projektion zu. Eine physikalische Bedeutung, wie dem mittleren Drucke p_m, kann dieser so bestimmten Härtezahl nicht zugeschrieben werden. Über den physikalischen Zusammenhang zwischen dem mittleren Druck und dem Eindruckdurchmesser lagert sich hier noch der geometrische Zusammenhang zwischen sphärischer Oberfläche und Grundfläche des Eindruckes. Die erhaltenen Härtezahlen steigen bei wachsendem Eindruckdurchmesser bis zu einem Höchstwert, um dann wieder abzunehmen. Unter Berücksichtigung der Gleichung $P = ad^n$ läßt sich nun zeigen, daß dieser Höchstwert je nach der Größe von n und von a für verschiedene Materialien bei ganz verschiedenen Belastungen erreicht wird. Es kann also leicht der Fall eintreten, daß bei der Prüfung dreier Stoffe, deren Härte nach dem in der Praxis üblichen Verfahren bei derselben Kugelbelastung bestimmt wird, der gefundene Wert von p_m bei dem einen sich noch in dem stark aufsteigenden Teil der Kurve befindet, beim zweiten den Höchstwert eben erreicht hat, während beim dritten Stoff der Wert von p_m schon weit über das Maximum hinaus ist und daher erheblich abgenommen hat. Daß der Vergleich dieser drei Härtezahlen über die Härteeigenschaften der untersuchten Stoffe nicht viel Klarheit bringen kann, ist einleuchtend.

Als wichtigstes Ergebnis dieses Teiles der Versuche ist die Erkenntnis zu betrachten, daß die durch das Kugeldruckverfahren bestimmten Härteeigenschaften eines Stoffes durch eine einzige Zahl nicht ausgedrückt werden können. Nachdem sich der Eindringungswiderstand mit der Eindringungstiefe und der Belastung der Kugel ändert, und nachdem die Änderung vom untersuchten Stoffe und von dessen Zustand abhängig ist, kann eine richtige Beurteilung der Härteeigenschaften nur mit Kenntnis der Härtekurve erfolgen, nur hierdurch wird ein Vergleich der Härten verschiedener Stoffe möglich.

Wie schon eingangs erwähnt, hat Professor Meyer außer der Kugeldruckprobe drei weitere Verfahren untersucht: das Föppl-Schwerdsche Zylinderdruckverfahren, das Martenssche Ritzhärteverfahren und die Kegeldruckprobe, bei der ein gehärteter Stahlkegel von der Öffnung $2\alpha = 90^0$ in die Oberfläche des Versuchsstückes gedrückt wird.

Bei der Zylinderdruckprobe werden zwei Zylinder aus demselben Material, kreuzweise übereinander gelegt, belastet; die hierbei ermittelten Werte der Härte p_m sind erheblich kleiner (etwa halb so groß), wie die Zahlen, die durch Kugelproben erhalten werden. In der Zahlentafel II sind die Werte von a und n für die untersuchten Stoffe Walzkupfer I, Flußeisen II, graues Gußeisen I und weißes Gußeisen der Zahlentafel I, wie sie sich beim Zylinderdruckverfahren und bei der Kugelprobe ergeben, einander gegenübergestellt. In den drei letzten Spalten sind die Verhältniszahlen der Zylinderdruckhärte zur Kugeldruckhärte für den Eindruckdurchmesser $d = 1$ mm und $d = 4$ mm, ferner für die Belastung $P = 3000$ kg angegeben.

Zahlentafel II.

Material	Werte der Konstanten für das Föpplsche Zylinderdruckverfahren		für die Brinellsche Kugeldruckprobe		Verhältnis der bei der Zylinderdruckprobe ermittelten Härte zu der bei der Kugeldruckprobe bestimmten beim Eindruckdurchmesser $d =$ 1 mm	beim Eindruckdurchmesser $d =$ 4 mm	bei 3000 kg Belastung
	a kg/qmm	n	a kg/qmm	n			
Walzkupfer I . .	28,0	2,28	45,0	2,085	0,62	0,82	0,93
Flußeisen II . .	50,0	2,27	80,0	2,22	0,63	0,67	0,71
Graues Gußeisen	37,0	2,39	81,0	2,38	0,46	0,47	0,53
Weißes Gußeisen	52,5	2,34	116,0	2,31	0,45	0,47	0,53

Aus dem Vergleich der Werte a ist auch ersichtlich, daß eine Härteskala, die auf Grund des Zylinderdruckverfahrens für die vier Materialien aufgestellt wird, anders ausfällt, als wenn die Kugeldruckhärten der Stoffe bei der Reihenfolge zugrunde gelegt werden. Im Prinzip sind jedoch beide Verfahren als gleich zu betrachten. Der oft erwähnte Vorzug der Zylinderdruckprobe, die beiden gegeneinandergedrückten Körper seien aus demselben Material, ist in Anbetracht der Inhomogenität des weitaus größten Teiles unserer Versuchskörper eher als Nachteil aufzufassen. Während nämlich die Kugeldruckprobe, solange die Kugel bleibende Formänderungen nicht erleidet, die Härte einer einzigen Stelle des Versuchskörpers angibt, bekommt man bei der Zylinderdruckprobe immer nur Mittelwerte für die Härten zweier Stellen.

In seiner Abhandlung: Über Härtebestimmung mittels der Brinellschen Kugeldruckprobe und verwandter Eindruckverfahren (Z. d. Österr. Ing.- und Arch.-Vereines, 1907, Nr. 11 u. 12) schlägt Paul Ludvik zur Härteprüfung die Kegeldruckprobe vor. Da bei verschieden tiefem Eindringen des Kegels die entstehenden Eindrücke geometrisch ähnlich sind, so verhalten sich, sofern das Gesetz der proportionalen Widerstände gültig ist, die zum Eindrücken erforderlichen Belastungen P wie die Quadrate der Eindruckdurchmesser; daher wäre der entstandene spez. Druck $\frac{P}{\frac{\pi}{4}d^2}$ unabhängig von der Eindrucktiefe.

Die Versuche ergaben, daß diese Unveränderlichkeit der Härtezahl von der Eindrucktiefe und von der Belastung für weite Grenzen nahezu gilt, wenn der Durchmesser des Eindruckes unter Berücksichtigung des Randwulstes gemessen wird. Die Kegeldruckhärte ist wesentlich größer als die Kugeldruckhärte für 1 mm Eindruckdurchmesser (im Mittel etwa 1,5 mal so groß) und auch größer als diejenige für 3000 kg Belastung (etwa 1,08 mal so groß).

Nach dem Ritzhärteverfahren von Martens werden in die geschliffene Oberfläche des Materials mit einer kegelförmigen Diamantspitze feine (0,003 bis 0,2 mm breite) Striche geritzt, wobei die Diamantspitze mit bestimmter, gleichmäßiger Geschwindigkeit geführt wird. Solange die Spitze eine horizontale Bewegung nicht ausführt, sind die Eindruckverhältnisse dieselben wie beim Kegeldruckverfahren. Wenn aber der Diamant in Bewegung ist, ändert sich die Sachlage insofern, daß sich nunmehr nur unter der Hälfte des Diamantkegels tragendes Material befindet, da im bereits vorhandenen Riß, also hinter dem Kegel, das Material beseitigt ist. Neben dem Widerstand gegen das Eindringen infolge der vertikalen Belastung der Diamantspitze tritt noch der Widerstand gegen das Weiterschreiten in horizontaler Richtung auf. Dieser Widerstand ist jedoch, wenn die Reibung der Spitze außer acht gelassen wird, ebenfalls senkrecht zur Oberfläche gerichtet und man erhält daher den spezifischen Druck (p_r) in der Berührungsfläche wie bei den anderen Verfahren in dem Verhältnis der Belastung und der zur Belastungsrichtung senkrechten Projektion der Eindruckfläche:

$$p_r = \frac{2P}{\frac{\pi}{4} d^2},$$

sofern d die Strichbreite in mm bezeichnet. Das Verhältnis der Kugeldruckhärte bei der Belastung $P = 3000$ kg zur Ritzhärte wird

für weiche Materialien zu 0,65,
„ mittlere „ „ 0,7 und
„ die härtesten „ „ 1,05

gefunden. In der Stufenfolge der einzelnen Stoffe zeigen Kugeldruckhärte und Kegeldruckhärte eine recht befriedigende Übereinstimmung und auch bei der Ritzhärteprüfung kann man von einer Übereinstimmung insofern sprechen, daß Stoffe, welche für die anderen beiden Verfahren einen großen Härteunterschied aufweisen, solche Unterschiede auch bei der Ritzhärteprüfung in gleichem Sinne zeigen.

Eine Ausnahme bilden die beiden untersuchten Gußeisen-Probestücke, die nach der Ritzhärteprüfung zu den sehr harten Körpern zu zählen wären, während sie nach der Kugeldruckprobe bei den mittleren Stoffen einzureihen sind. Eine Erklärung hierfür liegt wahrscheinlich in der Eigenart ihrer Gefügebeschaffenheit.

In der Fig. 5 sind die Kugeldruckhärten, Kegeldruckhärten und Ritzhärten als Ordinaten aufgezeichnet, wobei die untersuchten Stoffe nach der Größe ihrer Ritzhärte aneinander folgen. Bei der Beurteilung der Ritzhärten ist zu beachten, daß die Ausmessung der Rißbreiten infolge der Wulstbildung und des mehr oder weniger zerrissenen Randes sehr schwierig ist; die Abweichung der Härteskalen bei klei-

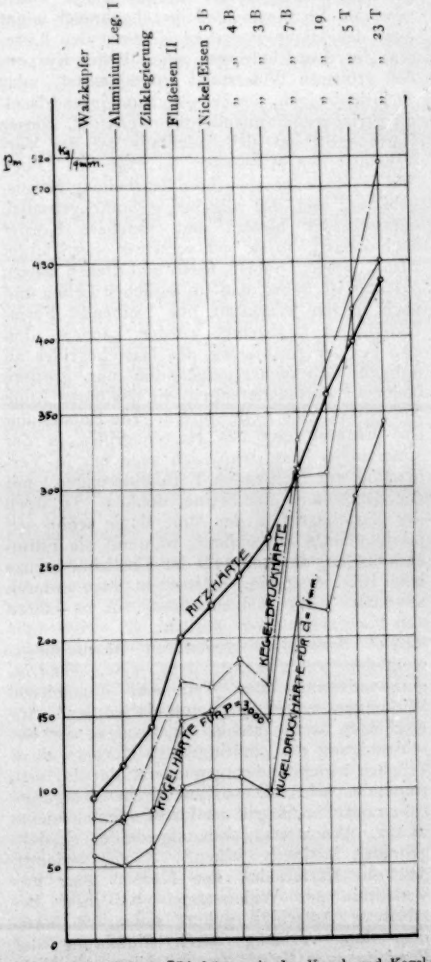

Fig. 5. Vergleich der Ritzhärte mit der Kugel- und Kegeldruckhärte.

neren Härteunterschieden ist vielleicht diesem Umstande zuzuschreiben.

Bei allen untersuchten Verfahren bestimmt der ermittelte Eindringungswiderstand, in Funktion der Eindrucktiefe oder der Belastung aufgezeichnet, Kurven, die je nach dem Material rascher oder langsamer steigen. Zur Beantwortung der Frage, welcher Teil oder welcher Punkt der Kurven als ein Maß für die Härteeigenschaften des Stoffes gewählt werden sollte, untersucht Prof. Meyer die physikalischen Feststellungen, die über das aussagen, was man im Leben und in der Technik unter Härte versteht. Im allgemeinen Sprachgebrauch nennt man denjenigen von zwei Körpern den härteren, der dem Eindringen eines dritten Körpers den größeren Widerstand entgegensetzt, oder auch denjenigen, der bei gleichem Gesamtdruck die geringeren Formänderungen erleidet. Dieser Härtebegriff hat sich jedenfalls bei der Verwendung der Materialien im täglichen Leben und insbesondere bei ihrer Bearbeitung herausgebildet, und der allgemeine Sprachgebrauch unterscheidet härtere und weichere Körper auch danach, ob sie sich schwerer oder leichter ritzen, bohren, hobeln, feilen und drehen lassen. Wichtig ist dabei, daß im täglichen Leben und auch in der Werkstatt nur bleibende Formänderungen beobachtet werden können, daß also bei der Ausbildung des Härtebegriffes an fertigen Gebrauchsgegenständen nur größere bleibende Formänderungen, die das bloße Auge beobachtet, eine Rolle spielen. Die Entstehung und Entwickelung des Härtebegriffes in der Mineralogie kann man sich auch nur in Verbindung mit bleibenden Formänderungen, mit der Bearbeitung der Steine, denken. Ist doch der Härtebegriff in der Mineralogie schon seit Jahrhunderten ausgebildet, während die Formänderungen, die innerhalb der Elastizitätsgrenze beim Eindringen eines Körpers in einen anderen auftreten, wohl zum erstenmal vor 25 Jahren von Hertz gemessen wurden.

Bei den oben genannten Bearbeitungsmethoden treten neben dem reinen Eindringungswiderstand zum Teil auch dynamische Wirkungen auf, infolge deren ein Körper härter erscheinen kann, als er ist, weil er der Beschleunigung des eindringenden Körpers einen Trägheitswiderstand entgegensetzt, der als Härte empfunden wird. Diese dynamischen Vorgänge haben mit dem Begriff der Härte offenbar nichts zu tun. Wenn man, dem allgemeinen Sprachgebrauch instinktiv folgend, häufig verlangt, daß die Härtezahlen der Körper über das Verhältnis des Widerstandes bei ihrer Bearbeitung Aufschluß geben sollen, so kann man dem vorläufig durch Einführung der Bezeichnungen Bohrhärte, Ritzhärte, Feilhärte usw. Rechnung tragen und damit zum Ausdruck bringen, daß hier der Härtebegriff für Erscheinungen verwendet wird, die nicht ohne Einführung anderer Materialeigenschaften aufeinander zurückgeführt werden können. Zunächst muß man sich darauf beschränken, den Begriff der Härte beim langsamen Eindringen eines Körpers normal zur Oberfläche des anderen physikalisch eindeutig und im Einklang mit einem geläuterten Sprachgebrauch zu bestimmen.

Zu diesem Zweck wird der Verlauf der Änderung des mittleren spezifischen Druckes betrachtet, wie er bei einem Eindruckversuch erhalten wird, wenn eine harte Kugel, im Grenzfall als starr mit dem Elastizitätsmodul ∞ angenommen, in eine weichere Platte gedrückt wird.

Die mittleren spezifischen Drucke bestimmen in Funktion der Kugelbelastung eine Kurve Fig. 6, auf der zwei bis drei charakteristische

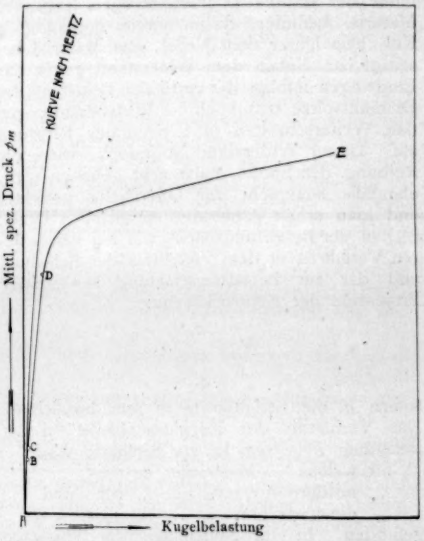

Fig. 6.

Punkte unterschieden werden können: der Punkt B, bei dem diese Kurve die unter Zugrundelegung des Hookeschen Gesetzes von Hertz berechnete Kurve verläßt und daher als Proportionalitätsgrenze bezeichnet werden kann, der Punkt C, von dem ab bleibende Formänderungen auftreten, die Elastizitätsgrenze, und schließlich der Punkt D, vom dem ab die anfangs steil ansteigende Kurve mehr oder weniger rasch umbiegt, die Fließgrenze. Naturgemäß können alle drei Punkte nahe zusammen-

fallen. Es ist nun einzusehen, daß der innerhalb der Elastizitätsgrenze liegende Teil der Kurve für die Härtebestimmung nicht in Betracht kommt. Dieser Teil der Kurve hängt ja nur von dem Ausdruck $\vartheta = 4\frac{m^2-1}{m^2 E}$ ab, da nach Berechnungen von Hertz der Eindruckdurchmesser innerhalb der Elastizitätsgrenze der dritten Wurzel dieses Ausdruckes proportional ist. Würde man also dem Vorschlag von Friezendorff (Stahl und Eisen 1906, S. 1025 ff.) folgen und den reziproken Wert des Koeffizienten ϑ als Maß der Härte bezeichnen, so würde man die merkwürdige Feststellung machen, daß weicher und gehärteter Stahl ungefähr gleich hart sind. Denn die Werte des Elastizitätsmoduls (E) und der Poissonschen Konstanten (m) ändern sich bekanntlich während des Härtungsprozesses ganz unerheblich. Der Hertzsche Vorschlag, die Härte durch diejenige Belastung zu messen, bei der in einem Punkte einer kreisförmigen Druckfläche die Elastizitätsgrenze eben überschritten wird, läßt sich wohl verteidigen für die von Hertz untersuchten Glassorten, bei denen die Überschreitung der Elastizitätsgrenze mit einer Zertrümmerung identisch ist. In diesen Fällen stellt die Hertzsche Härte einen Höchstwert da, eben den größten Eindringungswiderstand, den der untersuchte Körper leisten mag. Ganz anders sind jedoch die Verhältnisse, wenn man zur Untersuchung solcher Körper übergeht, bei denen der Eindringwiderstand auch nach der Überschreitung der Elastizitätsgrenze, und zwar ganz erheblich wächst, ohne daß ein Bruch des Materials eintritt. Dabei kann der Verlauf der Härtezunahmen jenseits der Fließgrenze für zwei Körper, die dieselben Elastizitätsgrenzen besitzen, völlig verschieden sein. Die Ansicht, daß die Elastizitätsgrenze nicht die Bedeutung besitzt, die ihr durch die Hertzsche Definition gegeben wird, vertritt auch Stribeck in seiner oben erwähnten Arbeit. Er fand die Elastizitätsgrenze eines von ihm untersuchten Sonderstahles bei 2000 kg/qcm, also wie bei weichem Flußeisen. Der Stahl, der nach Werkstattbegriffen sehr hart war, hatte nach Hertz die Härte von weichem Flußeisen. Alle diese Betrachtungen sprechen auch gegen die Vorschläge, die Proportionalitätsgrenze und Streckgrenze als Härtemaß zu verwenden und führen zu der Erkenntnis, daß zur Beurteilung der Härteeigenschaften eines Körpers gerade der im Fließgebiet liegende Teil der Härtekurve heranzuziehen ist. Der Einwand von Hertz, eine Härtemessung, die auf bleibenden Formänderungen beruht, könne nicht die ursprüngliche Eigenschaft des Materials wiedergeben, demzufolge sie nicht in Betracht kommen kann, dürfte nicht stichhaltig sein. Der veränderte Endzustand des Versuchskörpers ist ja nur eine Folge der hohen Belastungen unter dem eindringenden Körper und bei einer Härteuntersuchung ist gerade die Frage zu beantworten, welche Zustandsänderung im Material unter so hoher Belastung eintritt.

Wenn man nun beachtet, daß nach Überschreitung der Fließgrenze der Eindringwiderstand stetig wächst, ohne daß ein Punkt seines Wachstumes besonders charakteristisch für das Material wäre, so erkennt man, daß es vollständig willkürlich ist, irgendeinen Punkt der Kurve herauszugreifen und als Härte zu bezeichnen. Die Härteeigenschaften werden eben nur durch den ganzen Verlauf der Kurve gekennzeichnet.

Hätte der als starr gedachte Eindringungskörper nicht die Gestalt einer Kugel, sondern irgendeine andere Gestalt gehabt, so wäre bei anderen Formänderungen im allgemeinen auch eine andere Kurve des Eindringungswiderstandes entstanden; derselbe Fall tritt ein, wenn die Kugel nicht starr ist, sondern während des Eindringens bleibende Formänderungen erleidet. Der Vorgang kann dann so angesehen werden, als ob bei jeder weiteren Belastung ein Körper von anderer Oberflächengestalt als eindringender Körper benutzt würde. Nachdem die Formänderung der Kugel auf alle Fälle in einer Abplattung besteht, wird bei gleichem Eindruckdurchmesser eine geringere Eindringungstiefe erzielt, womit im allgemeinen auch ein geringerer mittlerer spezifischer Druck in der Berührungsfläche verbunden ist. Damit ist auch erklärt, warum bei der Stribeckschen Methode der Härteprüfung (a. a. O.) sich kleinere Härtezahlen ergeben, als beim Brinell-Verfahren.

Die Kurven des Eindringungswiderstandes, die man mit Eindringungskörpern von verschiedener Oberflächengestalt erhält, haben im allgemeinen für andere Stoffe auch eine verschiedene Lage zueinander. Die Härteskala ist daher mit der Gestalt des eindringenden Körpers veränderlich. Zurzeit scheint es außerordentlich schwierig, die verschiedenen Kurven auf eine Kurve zurückzuführen, und man kann es zunächst nicht umgehen, für jeden besonderen Fall der Prüfung von einer besonderen Härtekurve zu sprechen. Man kommt daher zu den Bezeichnungen Kugeldruckhärte, Zylinderdruckhärte, Kegeldruckhärte usw. Soviel darf jedoch ausgesprochen werden, daß die untersuchten Methoden der Härtebestimmung alle auf dem richtigen Wege und grundsätzlich gleich sind. Ein weiterer Fortschritt in dieser Richtung ist also nicht von einer grundsätzlichen Änderung des Prüfverfahrens, sondern von der mathematischen Behandlung des Pro-

blems und damit im Auffinden der Verbindungsglieder zwischen Härte und den anderen Materialeigenschaften zu erwarten.

(Eingegangen 7. Dezember 1907.)

Über den Entwurf einer Maschine für sehr hohe Drucke.

Von J. E. Petavel.

Die Methoden, deren man sich beim Entwurf und beim Bau gewöhnlicher hydraulischer Pressen bedient, sind jedem Ingenieur geläufig. Ich will mich deshalb in der vorliegenden Mitteilung auch auf eine Erörterung der besonderen Schwierigkeiten beschränken, denen man bei außergewöhnlich hohen Drucken begegnet.

Zum Zwecke gewisser Untersuchungen, die im Physikalischen Institut der Universität Manchester ausgeführt wurden, war die Beschaffung von Hilfsmitteln erforderlich, die gestatteten, in einem kleinen Rezipienten einen konstanten Druck von 30000 *lb* per *square inch*[1]) beliebig lange aufrecht zu erhalten. Es war wünschenswert, daß der Apparat nicht nur für den besonderen Zweck verwendbar sein sollte, für den er geplant war, sondern auch allgemein als Prüfungspumpe. Für diesen letzteren Zweck wurde ein Höchstdruck von 45000 *lb* per *square inch*[2]) gefordert. Diese Bedingungen führten zu der in Fig. 1 schematisch dargestellten Anordnung.

1) 1 *lb* (engl. Pfund) = 453,6 Gramm; 1 *inch* (engl. Zoll) = 25,3995 mm; 1 *square inch* (Quadratzoll) = 6,451 cm²; demnach ist 1 *lb* per *square inch* = 0,07 kg/cm²; also 30000 *lb* per *square inch* angenähert = 2100 kg/cm². (D. Übers.)

2) Angenähert 3150 kg/cm². (D. Übers.)

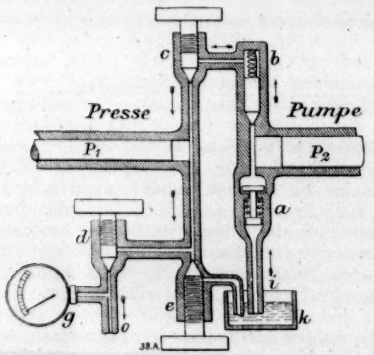

Fig. 1. Schnitt durch die hydraulische Pumpe. P_1 Zylinder und Kolben der Presse, *a* und *b* Ein- und Auslaßventil der Pumpe, P_2 Pumpenzylinder und Stempel, *c* und *d* Ein- und Auslaßventil der Presse, *g* Manometer, *e* Auspuffventil, *o* Verbindung zu dem zu prüfenden Apparat.

Die Maschine besteht aus zwei Teilen: einer durch einen Hebel betätigten doppelseitig wirkenden Pumpe und einer durch eine Schraube eingetriebenen Presse.

Für Drucke bis zu 15000 *lb* per *square inch*[1]) aufwärts wird nur die Pumpe verwendet. Wenn dieser Druck erreicht wird, wird die Pumpe durch Niederschrauben des Ventils *c* abgeschaltet und durch die Presse Wasser in den zu prüfenden Apparat hineingetrieben. Wenn der Rezipient klein ist, so kann ein einzelner Hub der Presse genügen, um den erforderlichen Druck zu erzeugen. Anderenfalls wird das Ventil *d* abgeschlossen und *c* geöffnet, und der Zylinder der Presse von neuem mit Flüssigkeit gefüllt. Dieses Verfahren wird so oft wiederholt wie nötig. Mit anderen Worten: die Ein- und Auslaßventile *a* und *b* der Pumpe arbeiten automatisch in der gewohnten Weise, die entsprechenden mit dem Zylinder der Presse verbundenen Ventile *c* und *d* hingegen werden von Hand betätigt.

Das Ventil *d* sperrt die Pumpe und die Presse vollkommen vom Rezipienten, seinem Manometer usw. ab. Dieses Gefäß und seine Zubehörteile sind so entworfen, daß alle Stopfbüchsen und alles organische Dichtungsmaterial ausgeschlossen ist und die erforderlichen Dichtungen und Verbindungen einfach dadurch hergestellt werden, daß die beiden Metallteile gewaltsam aneinander gepreßt werden. Wenn das Ventil *d* einmal geschlossen ist, kann somit keine Undichtigkeit vorliegen und jeder beliebige Druck bis hinauf zu 30000 *lb* per *square inch*[2]) kann tagelang aufrecht erhalten werden.

Die allgemeine Anordnung des Apparates, wie er in den Werkstätten der Universität gebaut worden ist, wird durch einen Blick auf

1) Angenähert 1050 kg/cm². (D. Übers.)
2) Angenähert 2100 kg/cm². (D. Übers.)

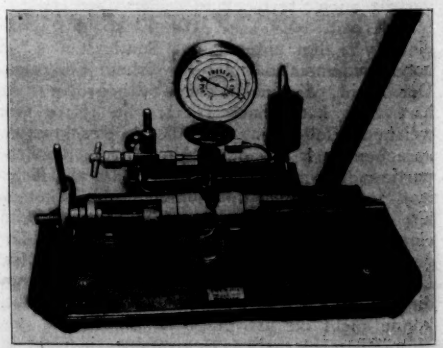

Fig. 2.

die Abbildung in Fig. 2 leicht verständlich werden. Ich darf mich daher auf die Beschreibung einiger Einzelheiten beschränken, die von besonderer Wichtigkeit sind.

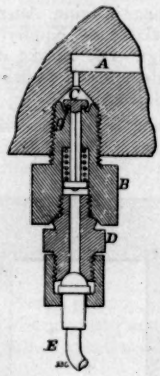

Fig. 3. Detaillierte Zeichnung des Einlaßventils. *A* Pumpenzylinder, *B* Ventilkammer, *C* Ventil mit Kreisnute *g*, die ihrerseits von dem Lederring ausgefüllt wird, *D* Deckel, *E* Einlaßrohr.

Fig. 3 zeigt einen Schnitt durch das Einlaßventil. Es bot anfänglich einige Schwierigkeit, einen für den Zweck geeigneten Ventiltypus zu finden. Bei dem üblichen konischen Metallventil wird eine sehr starke Regulierfeder erforderlich, und die Pumpe steht sogleich still, wenn die geringste Menge Luft ihren Weg in den Zylinder finden sollte. Wenn man dagegen ein Ventil mit einer flachen Lederunterlage verwendet, so wird die Lederscheibe durch den hohen Druck bald herausgepreßt und klemmt dann die Ventilkammer ein. Bei der gewählten Anordnung (siehe Fig. 3) trägt das Ventil rings eine Nute *g*, in welche ein Lederring eingepaßt ist. Ein Metallzapfen, der auf das Ventillager aufgeschliffen ist, paßt in diese Nute.

Das Auslaßventil bedarf keiner besonderen Beschreibung; Ventil sowohl als Ventilkammer bestehen aus Stückgut. Die beanspruchten Flächen müssen auf der Drehbank genau im gleichen Winkel geschnitten werden, so daß kein Nachschleifen nötig wird. Die Schraubenventile *c* und *d* (siehe Fig. 1) sind nach dem gewöhnlichen Typus[1]) gebaut. Die Spindeln sind aus Werkzeugstahl und die Stücke, in denen sie laufen, aus weichem Stahl. Es ist ratsam, den Konussen am Ende dieser Spindeln einen etwas spitzeren Winkel zu geben als ihn die Lager haben, auf denen sie ruhen, um dadurch die Fläche, auf welche der hohe Druck wirkt, wenn das Ventil abgeschlossen wird, so viel wie möglich zu verringern. Um einen plötzlichen Stoß auf das Manometer zu vermeiden, ist das Auspuffventil *e* jenseits der paar ersten Schraubengänge angeordnet. Wenn das Ventil zuerst geöffnet wird, muß daher das Öl seinen Weg durch zwei oder drei Gänge bahnen, und kann nur sehr langsam entweichen.

Die verschiedenen Verschlußstücke und Stopfbüchsen müssen außergewöhnlich lang gemacht werden. Das verwendete Packungsmaterial ist mit einer Mischung aus Talg und Graphit getränkte Asbestwolle. Zwischen diese und das stählerne Verschlußstück werden einige wenige Lederscheiben gelegt, welche verhindern, daß das feinere Material herausgepreßt wird.

Wenn diese Ventile einmal geschlossen sind, scheinen sie imstande zu sein, jedem Drucke zu widerstehen, dem man sie aussetzen mag; es ist aber einigermaßen schwierig, sie gegen einen Druck von mehr als 25000 *lb* per *square inch*[1]) zu schließen. Für die Verbindungen zwischen den verschiedenen Teilen der Pumpe und dem zu prüfenden Apparate kann man bei Drucken bis zu 10000 *lb* per *square inch*[2]) aufwärts hartgezogenes Kupferrohr von etwa $^1/_{16}$ *inch*[3]) lichter Weite und $^3/_8$ *inch*[4]) äußerem Durchmesser benutzen. Die Röhren werden in Messingkonusse eingeschraubt und eingelötet, welche durch Stahlmuttern an ihre Lager angedrückt werden.

Bei höheren Drucken scheinen die Verbindungen und Röhren allmählich schwächer zu werden, wenn sie längere Zeit auf einmal dem vollen Druck ausgesetzt werden. In mehr als einem Falle habe ich gesehen, wie in der angegebenen Weise verbundene Kupferröhren eine ganze Woche hindurch einen Druck von 20000 oder 30000 *lb* per *square inch*[5]) ausgehalten haben und dann unter einem viel niedrigeren Drucke nachgaben. Ob dies von einem langsamen Fließen des Metalles herrührt oder von irgendeiner zufälligen Ursache, ist nicht recht ersichtlich.

Oberhalb 10000 *lb* per *square inch*[6]) ist es daher ratsam, diese Art von Verbindungen zugunsten hartgezogenen Stahlrohres zu verlassen, das etwa $^1/_{16}$ *inch*[7]) lichte Weite und $^1/_2$ *inch*[8]) äußeren Durchmesser hat. Man stellt dann die Verbindung zwischen dem Rohr und dem Ansatzstück direkt in der Weise her, wie aus Fig. 4 ersichtlich wird.

1) Siehe Engineering **81**, 430.

1) Angenähert 1750 kg/cm². (D. Übers.)
2) Angenähert 700 kg/cm². (D. Übers.)
3) Angenähert 1,6 mm. (D. Übers.)
4) Angenähert 9,5 mm. (D. Übers.)
5) Angenähert 1400 bzw. 2100 kg/cm². (D. Übers.)
6) Angenähert 700 kg/cm². (D. Übers.)
7) Angenähert 1,6 mm. (D. Übers.)
8) Angenähert 12,7 mm. (D. Übers.)

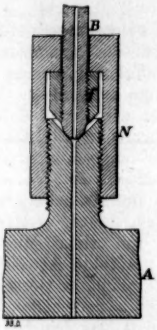

Fig. 4. Detaillierte Zeichnung einer Stahlrohrverbindung für sehr hohe Drucke.
A Hochdruckgefäß, *B* Stahlrohr mit eingeschraubter und angeschweißter Flansche *f*, *N* Stahlmutter, welche das konische Rohrende herabpreßt und dadurch den Schluß herstellt.

Ich habe gefunden, daß derartig verbundene Stahlrohre sich bei Drucken bis hinauf zu 45000 *lb* per *square inch*[1]) gut bewährt haben.

Die Gestalt und der allgemeine Bau des Gefäßes, in welchem die Versuche ausgeführt werden sollen, werden offenbar, je nach den Anforderungen, von Fall zu Fall verschieden sein, doch dürften ein paar Worte über die Dichtungen nicht unangebracht sein.

Kleine Öffnungen ($^1/_4$ *inch*[2])) kann man durch einen Metallkonus verschließen, der ähnlich wie in Fig. 3 und Fig. 4 angeordnet wird. Bei größeren Öffnungen, bis zu $1\,^1/_2$ *inch*[1]) im Durchmesser aufwärts, gelangt ein stählerner Keil von der in Fig. 5 dargestellten Form zur Anwendung. Bei noch größerem Durchmesser muß der Deckel einen stählernen Zapfen tragen, der gegen einen in eine Aussparung in dem Hauptteil eingelassenen Kupferring drückt, wie dies Fig. 6 zeigt. Die Stärke des Deckels und der Gefäßwände müssen natürlich dem Arbeitsdruck angepaßt werden.

1) Angenähert 3150 kg/cm². (D. Übers.)
2) Angenähert 6,3 mm. (D. Übers.)

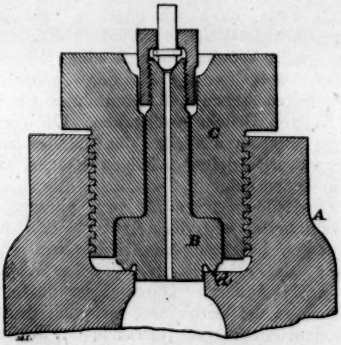

Fig. 5. Anordnung des Deckels zum Verschluß von Öffnungen bis zu $1\,^1/_2$ *inch* Durchmesser gegen Drucke von 10 bis 20 *Tons* per *square inch* (700 bis 1400 kg/cm². D. Übers.).
A Körper des Hochdruckapparates, *B* Deckel; dieser trägt einen Ring *d*, der gegen eine flache Leiste drückt und dadurch einen luftdichten Schluß herstellt. Der mittlere Teil des Deckels ragt etwas über diesen Ring hinaus und schützt ihn dadurch gegen Beschädigungen, *C* Schraube, welche den Deckel niederhält.

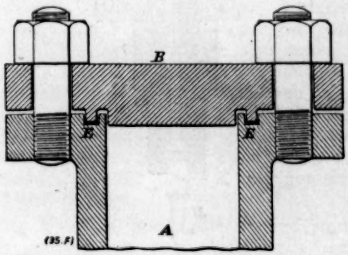

Fig. 6. Deckel zum Verschluß großer Öffnungen.
A Hochdruckgefäß, *B* Deckel, *E* Zapfen, die in eine Nute passen, welche ihrerseits einen Ring aus Blei oder Kupfer enthält.

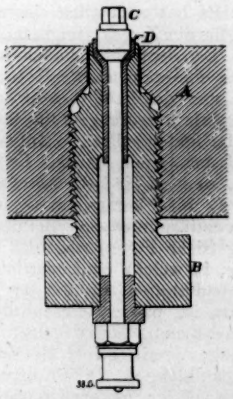

Fig. 7. Konstruktion einer isolierten Klemme, wie sie zur elektrischen Heizung usw. innerhalb eines Hochdruckgefäßes verwendet wird.
A Gefäßkörper, *B* Hohler Stahlstöpsel, *C* Zentralleiter, *D* Hohler Ebonitkonus und Rand zur Isolierung des Leiters.

Bei den Versuchen ist es oftmals erforderlich, die Verwendung eines elektrischen Stromes im Innern des Gefäßes vorzusehen. Man verwendet dann Klemmen von der in Fig. 7 gezeichneten Art. Die allen Isoliermaterialien

1) Angenähert 38,1 mm. (D. Übers.)

anhaftende Schwachheit und Brüchigkeit umgeht man, indem man das Material unter Druck statt unter Spannung verwendet. Im Hinblick hierauf ist das Isoliermaterial zu einem Hohlkegel geformt, dessen weites Ende einwärts gerichtet ist. Die Isolation paßt in eine konische Aussparung und wird daher um so fester hineingetrieben, je höher der Druck ist. Unter passender Bemessung der Leitung und der Dicke der Isolation ist diese Anordnung für die zum Betriebe elektrischer Öfen erforderlichen großen Stromstärken (1000 Ampere), sowie für die zur Entzündung eines Explosivstoffes nötigen kleinen Stromstärken zur Anwendung gelangt.

Die vorstehenden Ausführungen bilden einen summarischen Bericht über einige der Anordnungen, die ich während der letzten Jahre bei der Konstruktion vieler verschiedener Typen solcher Apparate verwendet habe, die für Untersuchungen bei hohen Wasser- oder Gasdrucken bestimmt waren. Ich hoffe, daß diese Mitteilungen denen einigen Nutzen bieten werden, die mit experimentellen Arbeiten dieser Art beschäftigt sind.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. Oktober 1907.)

BESPRECHUNGEN.

H. Bouasse, Bases physiques de la musique. „Scientia", Série physico-mathématique, No. 28. 8. 109 S. Paris, Gauthier-Villars. 1906. 2 Frs.

„Seit ich vor nunmehr bald zwanzig Jahren zum ersten Male die Abhandlung über die physiologischen Grundlagen der Musik[1]) von Helmholtz gelesen habe, habe ich für dieses Buch eine tiefe Bewunderung empfunden. Ich habe es seither oftmals wieder gelesen, und meine Bewunderung hat nicht abgenommen."

„Wenn es indessen der Zufall will, daß ich mit Physikern darüber rede, so stelle ich in neun Fällen unter zehn fest, daß sie nur seinen Titel kennen. Sie sind zu entschuldigen, denn das Buch ist dick und das Leben kurz. Aber sie scheinen zu glauben, daß dieses vor nunmehr bald fünfzig Jahren geschriebene Buch veraltet und keineswegs mehr auf der Höhe sei. Nach ihren Reden brauchen sie gar nicht darüber nachzudenken."

„Spreche ich mit einem Musiker darüber, so will es mein Unstern, daß mein Partner das Buch, ohne es jemals gelesen zu haben, für unmodern, falsch, gut zum Einstampfen erklärt. Wodurch er es zu ersetzen gedenkt, ist im allgemeinen recht dunkel und liegt noch in den Falten seines Gehirns verborgen. Er macht sich natürlich die verkehrteste Vorstellung von dem, was die Physiker unter einer Theorie verstehen, und begnügt sich mit Erklärungen, die nichts weiter sind als Umschreibungen."

„Ich bin nun kürzlich auf den Gedanken gekommen, daß es nützlich sein würde, die Helmholtzschen Grundlagen allen zugänglich zu machen, dadurch daß ich sie zu einem möglichst kurzen und klaren Buche zusammenfaßte."

Aus diesen Sätzen, welche Herr Bouasse seinem Buche vorausschickt, erhellt der Zweck seiner Arbeit vollständig. Wir dürfen ihm dankbar sein für sein Bestreben, weiteren und weitesten Kreisen seiner Landsleute das Verständnis für das Helmholtzsche Werk und die Freude daran zu erschließen. Ich glaube, daß das kleine Büchlein, welches Herr Bouasse nunmehr in die Welt schickt, wohl geeignet sein dürfte, seinen Zweck zu erfüllen. Ein großer Vorzug des Originalwerkes mußte naturgemäß bei dieser Bearbeitung verloren gehen: die künstlerisch abgerundete Darstellungsweise. Es ist geradezu unvermeidlich, wenn man den Inhalt eines Buches wie des Helmholtzschen auf etwa 100 Seiten des kleinen Formats der Sammlung „Scientia" zusammendrängt, in einen etwas lehrhaft-trockenen Ton zu verfallen. Man darf also dieserhalb mit Herrn Bouasse nicht gar so streng ins Gericht gehen.

Für den deutschen Leserkreis dürfte das Buch des Herrn Bouasse wohl weniger Bedeutung gewinnen. Einmal fehlt es uns nicht an deutschen Lehrbüchern über diesen Stoff, die auf Helmholtzscher Grundlage stehen. Und außerdem ist das Helmholtzsche Buch selbst jedem deutschen Physiker und jedem deutschen Musiker völlig in Fleisch und Blut übergegangen. Oder etwa nicht?! — Max Iklé.

G. Mercator, Das Arbeiten mit modernen Flachfilmpackungen. gr. 8. VIII u. 32 S. Mit 8 in den Text gedruckten Abbildungen. (Encyklopädie der Photographie; Heft 56.) Halle a. S., W. Knapp. 1907. M. 1,—.

Die Gewichtsersparnis und geringere Zerbrechlichkeit der Films gegenüber den Glasplatten begünstigt ihre Benutzung auf Reisen,

1) Es handelt sich natürlich um die französische Ausgabe „Théorie physiologique de la musique", die 1874 in der Übersetzung von Guéroult bei Masson in Paris erschienen ist.

auch auf Forschungsreisen in den gemäßigten Zonen. Hier wieder verdrängt der Flachfilm wegen der größeren Bequemlichkeit, die einzelnen Bilder getrennt zu behandeln, mehr und mehr den Rollfilm. Da aber die Flachfilmpackungen nicht wie die Rollfilmpackung auf einem einheitlichen System beruhen, ist es oft schwierig, sich mit den Eigenheiten der verschiedenen Packungen genügend vertraut zu machen. Hier wird das angezeigte Büchlein ein guter Führer sein. Es bespricht die Belichtungs- und Entwicklungsweise der Afga-, Hemera-, Zeiß- und Premofilmpackung und der Vidilfilms. Riesenfeld.

O. Diels, Einführung in die organische Chemie. gr. 8. 12 u. 315 S. Mit 34 in den Text gedruckten Abbildungen. Leipzig, J. J. Weber. 1907. M. 7,50.

Die vorliegende Einführung in die organische Chemie ist in erster Linie dazu bestimmt, die Studierenden der Naturwissenschaft in großen Zügen über dieses Gebiet zu orientieren. Es werden daher vor allem die charakteristischen Eigenschaften der verschiedenen homologen Reihen und Gruppen sowie ihre wechselseitigen Übergänge ausführlich behandelt, während der Verf. auf eine eingehende Beschreibung einzelner Verbindungen verzichtet. Auch die physikalisch-chemischen Beziehungen der einzelnen Stoffe zueinander oder die kinetische Behandlung auch nur der wichtigsten Reaktionen hat in dem engen Rahmen des Buches keinen Platz gefunden. Als erste Einführung aber scheint das Buch sehr geeignet zu sein und wird neben den vielen anderen kurzen Lehrbüchern seine Stellung gut behaupten können. Riesenfeld.

W. Donle, Lehrbuch der Experimentalphysik für den Unterricht an höheren Lehranstalten. 4. verbesserte Auflage. 8. VIII u. 385 S. mit 420 Textabbildungen, 1 Spektraltafel u. 560 Übungsaufgaben. Stuttgart, Fr. Grub, Verlag. 1907. Gebunden M. 3.60.

Da über die 3. Auflage dieses Werkes hier ausführlicher referiert worden ist (6, 88, 1905), so genügt der Hinweis, daß die dort gerühmten Vorzüge des Buches nach kurzer Zeit diese Neuauflage erforderlich gemacht haben. Zu bedauern bleibt nur, daß die Behandlung der Dynamyk und ein genaueres Eingehen auf das Gesetz von der Erhaltung der Energie immer noch am Schluß steht, und dadurch die Anwendung dieses Prinzips auf alle Gebiete der Physik erschwert wird. H. Kochan.

W. Abendroth, Leitfaden der Physik mit Einschluß der einfachsten Lehren der mathematischen Geographie nach der Lehr- und Prüfungsordnung von 1893 für Gymnasien. II. Band: Kursus der Unter- und Oberprima. 3. Auflage. gr. 8. VII u. 291 S. mit 174 Figuren und 1 farb. Tafel. Leipzig, S. Hirzel. 1907. M. 4.—, gebunden M. 4,50

Dieses Buch ist für Prima berechnet und enthält nur Mechanik, Akustik und Optik. Es wird demgemäß schon gereifteres Verständnis vorausgesetzt, und die mathematische Behandlungsweise tritt mehr hervor. Gelegentlich vielleicht zu sehr. Wenn die Wellenlehre z. B. so durchgenommen wird wie hier, so müssen mehrere Physikstunden allein auf Rechnung verwandt werden. Überhaupt scheint mir die Deduktion das Experimentelle manchmal zu sehr zurückzudrängen. So würde ich eher die Gesetze an den einfachen Maschinen zur Bestätigung des Energieprinzips verwenden als sie hieraus abzuleiten. Nichtsdestoweniger ist das Buch durch seine ganze Darstellung und die reichhaltigen Anwendungen der Gesetze zur Vertiefung des Unterrichts durchaus geeignet.

Als Kleinigkeiten seien noch bemerkt: Bei Erwähnung der Emanations- und Undulationstheorie müßte auch der elektromagnetischen Lichttheorie gedacht werden; vom „Glühen" der Gase in Geißlerröhren zu reden, ist nicht einwandfrei. H. Kochan.

L. Zehnder, Grundriß der Physik. gr. 8. XXXII u. 438 S. mit 355 Abbildungen. Tübingen, Laupp'sche Buchh. 1907. M. 7.—, gebunden M. 8.—

An einen bereits mit den Elementen der Physik vertrauten Leserkreis wendet sich dieses Buch. Verfasser denkt an erster Stelle an höhere Telegraphenbeamte, aber auch Studierende, die Physik als Nebenfach betreiben.

Ohne großen mathematischen Apparat sind die Grundlagen sehr scharf hervorgehoben. Die Darstellung ist außerordentlich klar. Als besonderen Vorzug kann man den beständigen Hinweis auf die Grenzen zwischen genauer Naturerkenntnis und Hypothese rühmen. Dabei werden auch bei einzelnen Hypothesen ihre Vorzüge und Mängel besprochen, so z. B. bei Undulations- und elektromagnetischer Lichttheorie, wobei übrigens Verf. die Undulationstheorie wieder mehr zur Geltung bringen will. Auch ungelöste Fragen schließt Verf. nicht aus, sondern erwähnt ihre Erklärungsversuche. Mehrfach eingestreute kurze Hinweise werden wohl manchen zu genauerem Studium anregen. In einem Anhang werden mittels höherer Mathematik einige Herleitungen gegeben. Bei dem gedachten Leserkreis hätte das vielleicht in

den Hauptteil mit aufgenommen werden können. — Durch reiches Register und kurze, inhaltsvolle Überschriften ist das Buch auch als Repetitorium eingerichtet. H. Kochan.

Die Kultur der Gegenwart, Teil I, Abteil. 6: Systematische Philosophie von W. Dilthey, A. Riehl, W. Wundt, W. Ostwald, H. Ebbinghaus, R. Eucken, Fr. Paulsen, W. Münch, Th. Lipps. Lex.-8. VIII u. 432 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. geh. M. 10,—, in Leinw. geb. M. 12.—.

Der vorliegende, die Philosophie behandelnde Band des großen, von Hinneberg herausgegebenen Literaturwerks „Die Kultur der Gegenwart" bietet kein einheitliches System der Philosophie, sondern gibt von der Hand ihrer bedeutendsten Vertreter verfaßte Monographien der einzelnen philosophischen Teilgebiete.

Obwohl für jeden Gebildeten das vollständige Buch außerordentlich lesenswert ist, mögen hier nur die speziell für den Physiker interessanten Teile besprochen werden. Zuerst sei der von W. Ostwald geschriebene Abschnitt erwähnt, der die Naturphilosophie behandelt (S. 138—172). Hier gibt der Verfasser einen kurzen Abriß der Gedankenreihen, die er ausführlicher in seinen „Vorlesungen über Naturphilosophie" dargelegt hat. Wie besonders in der wertvollen Einleitung hervortritt, ist jedoch in der hier vorliegenden Bearbeitung der Konnex mit der eigentlichen Fachphilosophie und damit auch mit der historischen Entwicklung der Philosophie enger geworden. Im übrigen freilich betont Ostwald selbst, daß er die subjektive Färbung seiner Darstellung nicht habe vermeiden wollen, die dadurch bedingt sei, daß er selbst sich um die Erneuerung der Naturphilosophie unserer Zeit bemüht habe. Er erörtert zuerst den Unterschied von Naturwissenschaft und Naturphilosophie: die Naturphilosophie beschäftigt sich mit Aussagen allgemeinster Art von naturgesetzlichem Charakter, Aussagen, die natürlich eine gewisse Unsicherheit besitzen und demgemäß nicht unmittelbar in den Bereich der Naturwissenschaft fallen (S. 145). Deutlicher vielleicht ist die spätere Erklärung: Naturphilosophie bedeute eine Zusammenfassung und Vereinheitlichung unseres gesamten Wissens von der Natur (S. 171). Darauf gibt er einen Überblick über die allgemeinsten Begriffe, mit deren Hilfe wir uns in der Außenwelt zurechtfinden, indem er die Prinzipien der logisch-mathematischen, der physischen und endlich der biologischen Wissenschaften bespricht. Der Inhalt insbesondere dieser Abschnitte deckt sich im wesentlichen mit den Anschauungen, die Ostwald in seinen obenzitierten „Vorlesungen" vertritt. Am eindrucksvollsten ist die Darstellung der Bedeutung des Energiebegriffes. Die Grundlagen der Mathematik dagegen werden mit so starken Vereinfachungen vorgeführt, daß man die Verwicklung der dort vorliegenden Verhältnisse kaum zu ahnen vermag. So ist es z. B. auffällig, daß der fundamentale Begriff der Irrationalzahl überhaupt nicht erwähnt wird.

Von ganz besonderem Reiz ist es nun, aus den andern von Fachphilosophen geschriebenen Aufsätzen des Buches zu ersehen, wie jene sich zu der von den philosophierenden Naturforschern vertretenen Richtung stellen. Vor allem sei hier der von W. Wundt geschriebene Abschnitt „Metaphysik" genannt (S. 103—137). Der große Leipziger Philosoph weist zuerst auf den bemerkenswerten Umstand hin, daß überhaupt fast sämtliche Metaphysik der heutigen Zeit nicht von „Philosophen" gemacht wird, sondern daß sie inmitten der positiven Wissenschaften entsteht, insbesondere innerhalb der Naturwissenschaft. Unter der „Metaphysik" versteht er hierbei „den auf der Grundlage des gesamten wissenschaftlichen Bewußtseins eines Zeitalters oder besonders hervortretender Inhalte desselben unternommenen Versuch, eine die Bestandteile des Einzelwissens verbindende Weltanschauung zu gewinnen". Aus dieser Erklärung ergibt sich bei genauerer Betrachtung, daß die modernen philosophierenden Naturforscher, wie Häckel, Ostwald und Mach, durchweg echte Metaphysiker sind, trotzdem sie selbst sich sehr leidenschaftlich als Gegner der Metaphysik erklären. Wundt gibt dann eine außerordentlich geistvolle Charakteristik der Metaphysik in der gegenwärtigen Naturwissenschaft, die zu dem Besten gehört, was über dieses Gebiet je gesagt worden ist.

Zuerst werden Häckels Welträtsel von einem universellen Standpunkte aus in vornehmer objektiver Weise besprochen: Wundt zeigt den poetisch-mythologischen Charakter seines Systems auf und findet, daß dasselbe erst in der Kindheitsstufe der griechischen Naturphilosophie (Empedokles) seine nächsten Verwandten habe.

Dann kritisiert Wundt Ostwalds Anschauungen in sehr treffender Weise. Wie frühere Philosophen das Sein, das Werden und die Substanz nacheinander als tragende Begriffe benutzten, so verwendet Ostwald den Begriff der Energie, der zunächst sich nur in der Naturwissenschaft bewährt hat, und subsumiert ihm rücksichtslos alles Wirkliche, Natur und Geist. Dadurch erweist er sich als dialektisch-ontologischer Metaphysiker von empirischer Schattierung, ganz wie Aristoteles. Ist doch sogar die Energie, wenngleich in

spezialisierter und mit Maßbegriffen verknüpfter Form, identisch mit dem Formbegriff des Aristoteles, der „Energeia", und die „Dynamis" des Aristoteles, die Möglichkeit oder Anlage, kehrt in der „potentiellen Energie" wieder, ohne daß natürlich hier irgendwo von einer bewußten Anlehnung die Rede sein kann. Wundts Kritik richtet sich, wie man erkennt, vor allem gegen Ostwalds Lehren von der geistigen Energie und vom Guten und Schönen, wo Ostwald allerdings die Grenzen seiner Naturphilosophie weit überschreitet.

Aus dem dann folgenden scharfsinnigen Urteile Wundts über Mach, den „kritischen Metaphysiker", sei allein dies erwähnt: Machs Ökonomieprinzip ist rein apriorisch und stellt nur eine besondere Zusammenfassung der Kantschen apriorischen Kategorien dar.

Von den übrigen Teilen des Werkes haben ebenfalls Beziehungen zur Naturwissenschaft der inhaltsreiche Abschnitt „Erkenntnistheorie" von A. Riehl (S. 88—99; insbesondere S. 92 ff. über Mach und Hume und S. 102 Mach und über Berkeley), sowie der interessante Schlußabschnitt des Bandes, „Die Zukunftsaufgaben der Philosophie" von F. Paulsen (S. 389—421).

Alles in allem: die Lektüre des vorliegenden Werkes ist jedem Naturwissenschaftler sehr warm zu empfehlen; er kann sich mit seiner Hilfe leicht über die fundamentale Frage unterrichten, welche Stellung seine Wissenschaft im Gesamtsystem der Wissenschaften einnimmt und wieweit sie zur Begründung einer philosophischen Weltanschauung beizutragen vermag. F. Jüttner.

Tagesereignisse.

Aus der Adolf Salomonsohnstiftung, welche den Zweck hat, „Beihilfen zu gewähren behufs Förderung wichtiger Arbeiten auf den Gebieten der Naturwissenschaften (einschließlich Biologie und Medizin) durch hervorragend tüchtige Kräfte, denen für die längere Dauer der Forschungen genügende Mittel nicht zur Verfügung stehen" sind stiftungsgemäß bis zu 2200 Mark zur Verwendung verfügbar.

Bewerbungen sind bis zum 15. Januar 1908 schriftlich an den Wirklichen Geheimen Ober-Regierungsrat Dr. Schmidt in Berlin, Unter den Linden 4, mit der Aufschrift Adolf Salomonsohn-Stiftungssache zu richten.

Eine neue Vergrößerung der Sorbonne wird in den nächsten Jahren durchgeführt werden, u. a. wird auf gemeinsame Kosten des Staates und der Stadt Paris ein chemisches Institut gebaut, in dem die verschiedenen Zweige des chemischen Unterrichts der Fakultät der Wissenschaften vereinigt werden sollen.

Programm für den vom 21. April bis 2. Mai 1908 in Göttingen abzuhaltenden mathematisch-physikalischen Ferienkursus für Lehrer höherer Schulen.

Mathematik und Astronomie. Klein: Besprechungen über elementaren Unterricht in der Differential- und Integralrechnung. 3 d. (Doppelstunden.) — Behrendsen: Über die Gestaltung des mathematischen Unterrichts im Sinne der neueren Reformideen. 1 d. — Minkowski: Neuere Ideen über die Grundgesetze der Mechanik. 2 d. — Schwarzschild: Ausgewählte Fragen der Astrophysik. 2 d.

Physik. Riecke: Über die Erscheinungen der Radioaktivität. 3 d. — Simon: Elektrische, magnetische und dielektrische Kreise. 2 d. Wechselströme, elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie. 1 d. — Prandtl: Probleme der Motorluftschiffahrt und der Flugtechnik. 2 d. — Wiechert: Die neueren Ergebnisse über die Beschaffenheit des Erdinnern mit besonderer Berücksichtigung der Erdbebenforschung. 2 d. — Gerdien: Luftelektrizität und luftelektrische Messungen. 2 d. — Behrendsen: Über Resonanzerscheinungen. 1 d. — Bestelmeyer: Demonstrationen in dem Praktikum für Radioaktivität. 1 Nachmittag. — Krüger: Demonstrationen aus dem Kurse für physikalische Handfertigkeit. 1 Nachmittag.

Demonstrationen und Besichtigungen in den mathematisch-physikalischen Instituten der Universität, im Gymnasium und in dem städtischen Elektrizitätswerke.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Verliehen: Dem Privatdozent der Chemie an der Universität Breslau Dr. Walter Herz, dem Privatdozent der Astronomie an der Universität Halle Dr. Hugo Buchholz, dem Privatdozent der Mathematik an der Universität Marburg Dr. Friedrich von Dalwigk, dem Privatdozent der Chemie an der Universität Erlangen Dr. Eduard Jordis der Titel a. o. Professor.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der chemischen Technologie an der deutschen Technischen Hochschule in Prag Hofrat Dr. Karl Zulkowski, der frühere ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Adolf Paalzow.

Gesuche.

Für unsere **Meßinstrumenten-Abteilung suchen** wir

Laboratoriums-Ingenieur

mit Universitäts- oder Hochschulbildung. Angebote mit kurzem Lebenslauf, Gehaltsansprüchen und Angabe von Referenzen an die unterzeichnete Fabrik erbeten.

Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft, Apparatefabrik, Berlin N. 31, Ackerstr. 71/76.

Dr. phil.,

der seit 2 Semestern an Physikalischem Universitätsinstitut als Assistent tätig ist, **sucht** Stellung in wissenschaftlichem oder technischem Institut. Zuschriften unter **SH. # 262** an die Expedition dieser Zeitschrift erbeten.

Von einem **meteorologischen Institut** wird zum baldigen Eintritt ein **jüngerer,**

promovierter Physiker

gesucht. Gefl. Offerten mit Gehaltsansprüchen und Zeugnisabschriften an den Verlag dieser Zeitschrift **SH. # 263** erbeten.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.